

顕微ラマン分光法による陽極接合残留応力の定量化

Evaluation Method of Residual Stress in Anodic Bonding with Raman Spectroscopy

宮武 岳洋* ・ 齊藤 公昭* ・ 山田 清高* ・ 青木 亮** ・ 別處 和也** ・ ジュセッペ ペッツォッティ***
Takahiro Miyatake Masaaki Saito Kiyotaka Yamada Ryo Aoki Kazuya Bessho Giuseppe Pezzotti

MEMS 作製プロセスの一つであるシリコン-ガラス陽極接合に伴って発生する残留応力の評価において、独自に作製した応力測定用 TEG チップに偏光板を通したラマン散乱光のみを選択的に分光観測する偏光顕微ラマン分光法を適用することで、その定量的な測定を可能とした。

この方法により、温度 300 ～ 600 °C、印加電圧 400 ～ 800 V の種々の条件下でシリコン-ガラス陽極接合した TEG チップの残留応力を測定し、接合条件と残留応力との関係を明らかにした。その結果、残留応力が温度変化による熱応力だけではなく、電圧の印加にも起因していることがわかった。

For the evaluation of the residual stress field generated in the process of silicon-glass anodic bonding, an MEMS fabrication process, quantitative stress measurements have been made possible by applying polarized Raman microprobe spectroscopy, which selectively observes the light scattered from the fabricated TEG chip through suitable polarization filters.

Based on this method, residual stress in the TEG chip samples are measured to elucidate its relationship with bonding conditions. Stress assessments are made after fabricating silicon-glass anodic bonding under a variety of conditions, namely with spanning over a temperature range of 300～600 °C and over an applied voltage of 400～800 V. The results indicate that residual stress not only are caused by thermal stress from temperature changes, but also by changes in the applied voltage.

1. ま え が き

近年ますます微細化が進む MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) デバイスにおいて、成膜、接合、切断、パッケージングなどの作製プロセスで発生する残留応力の性能や信頼性に与える影響が大きくなっている。このような微小領域の残留応力を定量的に評価することは、デバイスの設計高度化や品質向上の点から必要不可欠である。

微小領域の応力を測定する方法としては、X 線回折法、電子線回折法、顕微ラマン分光法などがある。このなかでも顕微ラマン分光法は、特別な試料前処理を必要とせず、非破壊・非接触で約 1 μm の空間分解能での測定が可能であることから、これまでも MEMS を含むシリコンデバイスの応力評価に適用されてきた。

1.1 ラマン分光法による応力評価

単一の振動数を有するレーザ光を物質に照射すると、入

射光と物質内フォノンの相互作用によって、入射光とは異なる振動数の散乱光が発生する。このラマン散乱光を分光して観測するのがレーザラマン分光法である。一例として、単結晶シリコンのラマンスペクトルを図 1 に示す。

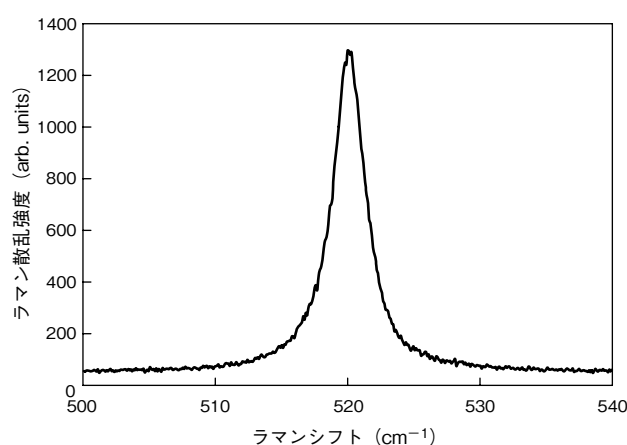


図1 単結晶シリコンのラマンスペクトル

* 先行技術開発研究所 Advanced Technologies Development Laboratory

** 微細プロセス開発センター Micro Fabrication Process Development Center

*** 京都工芸繊維大学 大学院工芸科学研究科 Graduate School of Science and Technology, Kyoto Institute of Technology

入射光とラマン散乱光の振動数の差であるラマンシフトは物質に固有であり、単位としては一般に波数 (cm^{-1}) が使用される。ラマンスペクトルのピーク波数は、物質内に応力による歪が存在すると、歪がない場合に比べて低波数または高波数いずれかの方向にシフトする。また、歪の大きさとシフト量の関係はその物質の結晶構造によって決まる。この関係を用い、測定したシフト量から応力の大きさを推定するのが顕微ラマン分光法による応力評価である。

1.2 陽極接合残留応力評価への適用

MEMS 作製プロセスの一つであるシリコン-ガラス陽極接合において、シリコンに発生する残留応力の評価に顕微ラマン分光法を適用する場合、以下の二つの問題がある。

(1) 波数測定分解能

分光器の波数分解能の制約から、顕微ラマン分光法による応力測定分解能は約 10 MPa である。しかし、シリコン-ガラス陽極接合の接合界面に発生する残留応力はこれよりも小さいため、測定することが不可能である。

(2) 測定対象の応力状態

顕微ラマン分光法によって測定されるピーク波数のシフト量は、測定対象における応力テンソルの各成分からの影響を集積したものとなる。このため、測定対象の応力状態が複雑、もしくは不明である場合には応力を定量的に評価することが困難である。

これらの問題を解決するため、陽極接合残留応力を 1 軸応力状態にして顕微ラマン分光法が適用可能な大きさに拡大できる独自の応力測定用 TEG (Test Element Group) チップを考案した。この TEG チップと偏光顕微ラマン分光法の組合せにより、陽極接合時の残留応力を定量的に測定することが可能になった。

この測定結果をシミュレーション条件として適用する有限要素法解析によって、実際の MEMS デバイスに発生している残留応力を推定して評価する方法を開発した。

本稿では、この方法を用いて陽極接合条件と残留応力の関係を明らかにした事例について紹介する。

2. 理 論

2.1 単結晶シリコンにおける波数シフトと応力の関係

ラマン散乱は、物質のフォノンによって、電子雲の変形しやすさを表すパラメータである分極率に変調されることによる散乱であり、ラマンスペクトルを解釈するためには散乱の原因であるフォノンの振動モードの対称性について理解する必要がある。結晶構造がダイヤモンド型 (晶族 O_h) の単結晶シリコンのフォノン振動モードは、結晶内に歪がない場合 F_{2g} の対称性をもち、この振動による分極率テンソルの変調成分に対応する量であるラマン散乱テンソルは以下の三つとなる¹⁾。

$$R_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{bmatrix}, R_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{bmatrix}, R_3 = \begin{bmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここで、 d はラマン散乱パラメータである。これらは三重に縮退しているため、ラマンスペクトルは三つが重なることによって一つのピークのみが 520 cm^{-1} 付近に観測される。

結晶内に歪がある場合、シリコンの三重縮退フォノンと歪量に線形な項を関係づける運動方程式は以下になる²⁾。

$$\sum_{j=1}^3 K_{ij} \xi_j = \omega^2 \xi_i \quad (2)$$

ここで、 K_{ij} はばね定数テンソルの各成分であり、 ω は歪がある状態におけるフォノン振動数、 ξ_i は結晶座標系における固有ベクトルである。

さらに、 K_{ij} は歪によって以下のように展開される。

$$K_{ij} = K_{ij}^{(0)} + \sum_{kl} \varepsilon_{kl} K_{ijkl}^{(e)} = \omega_0^2 \delta_{ij} + \sum_{kl} \varepsilon_{kl} \frac{\partial K_{ij}}{\partial \varepsilon_{kl}} \quad (3)$$

ここで、 ε_{kl} は結晶座標系における歪テンソル成分、 ω_0 は歪がない状態におけるフォノン振動数で、単結晶シリコンでは 520 cm^{-1} となる。 δ_{ij} はクロネッカのデルタである。また、 $K_{ijkl}^{(e)}$ はフォノン変形ポテンシャル係数 (歪によるばね定数の変化しやすさを表すパラメータ) である。立方晶の対称性から、シリコンのフォノン変形ポテンシャル係数は三つの独立した成分 $K_{1111}^{(e)} = K_{2222}^{(e)} = K_{3333}^{(e)} = p$ 、 $K_{1122}^{(e)} = K_{2233}^{(e)} = K_{1133}^{(e)} = q$ 、 $K_{1212}^{(e)} = K_{1221}^{(e)} = K_{1313}^{(e)} = r$ のみで構成され、他の成分は 0 となる。

単結晶シリコンにおける p 、 q 、 r は、理論計算と実験によって求められた値がこれまでに幾つか報告されている^{3) ~ 5)}。ここでは、陽極接合に使用するウェハと同じ材料の値である、 $p/\omega_0^2 = -1.85$ 、 $q/\omega_0^2 = -2.31$ 、 $r/\omega_0^2 = -0.71$ を使用する⁶⁾。

式 (2)、式 (3) から得られる以下の永年方程式の固有値 λ_i は、歪による各モードのフォノン振動数の変化を表す。

$$\begin{vmatrix} p\varepsilon_{11} + q(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) - \lambda_i & 2r\varepsilon_{12} & 2r\varepsilon_{13} \\ 2r\varepsilon_{12} & p\varepsilon_{22} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) - \lambda_i & 2r\varepsilon_{23} \\ 2r\varepsilon_{13} & 2r\varepsilon_{23} & p\varepsilon_{33} + q(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) - \lambda_i \end{vmatrix} = 0 \quad (4)$$

ここで、 λ_i は以下の式で表される。

$$\lambda_i = \omega_i^2 - \omega_0^2 = (\omega_i - \omega_0)(\omega_i + \omega_0) \approx 2\omega_0\Delta\omega_i \quad (i = 1, 2, 3) \quad (5)$$

また、歪がない場合のラマン散乱テンソルと、歪がある場合のフォノンの固有ベクトルの線形結合から、歪がある状態におけるラマンテンソル $\bar{R}_i$ が求められる。

$$\bar{R}_i = (n_1)_i R_1 + (n_2)_i R_2 + (n_3)_i R_3 \quad (i=1,2,3) \quad (6)$$

$(n_1)_i, (n_2)_i, (n_3)_i$ は、式 (4) から得られる固有ベクトル v_i の方向余弦である。

測定されるピーク波数シフトは、各モードのピーク強度の比率から、以下の式で表される。

$$\Delta\omega_{\text{obs}} = \frac{\sum_{i=1}^3 \Delta\omega_i I_i}{\sum_{i=1}^3 I_i} \quad (7)$$

なお、 $\Delta\omega_i$ は式 (5) によって決定される。また、 I_i は歪がある状態における各モードのピーク強度であり、以下の選択則の式に従い、実験における光学系と結晶の配置によって決まる¹⁾。

$$I_i \propto |\mathbf{e}_0 \bar{R}_i \mathbf{e}_s|^2 \quad (i=1,2,3) \quad (8)$$

$\mathbf{e}_0$ と $\mathbf{e}_s$ はそれぞれ入射光と散乱光の偏光ベクトルであり、測定されるラマンスペクトルの強度は $I_1 \sim I_3$ の合計となる。歪によって縮退は解けるが、各モードのピークの分離測定が可能かどうかはこの選択則によって決まる。

次に、立方晶の対称性をもつシリコンにおける歪テンソルと応力テンソルの関係は以下ようになる。

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{12} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{23} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{23} \end{bmatrix} \quad (9)$$

S_{11}, S_{12}, S_{44} は弾性コンプライアンス定数であり、単結晶シリコンの場合、それぞれ $7.68 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$, $-2.14 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$, $12.7 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ である⁷⁾。

1 軸応力、2 軸等方応力、静水圧などの単純な応力状態の場合、式 (4) の永年方程式は単純化され、解析的に固有値の解を得ることができる。つまり、波数シフトから直接的に応力値を求めることができる。しかし、剪断応力が含まれるような応力状態の場合では、固有値の解析的な計算は非常に複雑になり、計算ソフトウェアによる数値計算

で求める必要がある。

2.2 <011>方向1軸応力状態への適用

図2のような、<011>方向1軸応力状態にある試料の(0 $\bar{1}$ 1)面を入射光偏光方向<100>の後方散乱ラマン分光装置によって測定する場合を想定する。

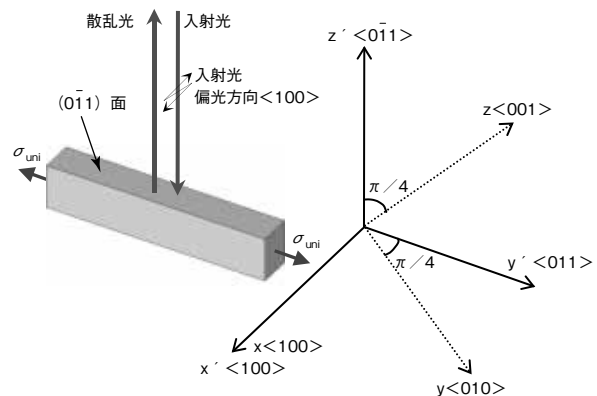


図2 <011>方向1軸応力状態における測定配置

<011>方向1軸応力は、試験片座標系 $x'y'z'$ における応力テンソルでは、式 (10) で表される。

$$\sigma_{i'j'} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\text{uni}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (10)$$

しかし、応力と波数シフトの関係を導出する式 (4)、式 (9) は $x = \langle 100 \rangle$, $y = \langle 010 \rangle$, $z = \langle 001 \rangle$ の結晶座標系に従っているため、この応力テンソルは座標系を x' 軸周りに $-\pi/4$ 回転させるオイラー角によって結晶座標系 xyz での表記に変換する必要がある。

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\text{uni}}/2 & \sigma_{\text{uni}}/2 \\ 0 & \sigma_{\text{uni}}/2 & \sigma_{\text{uni}}/2 \end{bmatrix} \quad (11)$$

この応力テンソルの各成分を、式 (9) を用いて歪テンソルの各成分に変換すると以下ようになる。

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} S_{12}\sigma_{\text{uni}} & 0 & 0 \\ 0 & (S_{11} + S_{12})\sigma_{\text{uni}}/2 & S_{44}\sigma_{\text{uni}}/4 \\ 0 & S_{44}\sigma_{\text{uni}}/4 & (S_{11} + S_{12})\sigma_{\text{uni}}/2 \end{bmatrix} \quad (12)$$

これを式 (4) に代入して行列式を解くと、表1に示すような固有値 λ_i と固有ベクトル v_i が得られる。

固有ベクトル v_i の方向余弦を用いて、応力が加わった状態におけるフォノンモード1～3のラマン散乱テンソルを求めると以下ようになる。

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{R}}_1 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{bmatrix}, \bar{\mathbf{R}}_2 = \begin{bmatrix} 0 & d/\sqrt{2} & -d/\sqrt{2} \\ d/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ -d/\sqrt{2} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \\ \bar{\mathbf{R}}_3 &= \begin{bmatrix} 0 & d/\sqrt{2} & d/\sqrt{2} \\ d/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ d/\sqrt{2} & 0 & 0 \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (13)$$

次に、式 (8) の選択則から、この測定においてどのフォノンモードが観測されるかを調べる。顕微鏡ラマン分光装置における入射レーザー光はある特定の方向に偏光されており、散乱光は入射光偏光と平行な方向に偏光（パラレル， $\parallel$ ），もしくは垂直な方向に偏光（クロス， $\perp$ ）させることができる。今回の配置においては、偏光状態を簡便に表現するために試験片座標系 $x'y'z'$ で考える。この場合、入射光偏光ベクトルは $\mathbf{e}_0 = (1\ 0\ 0)$ と記述され、散乱光偏光ベクトルはパラレル偏光では $\mathbf{e}_s^{\parallel} = (1\ 0\ 0)$ ，クロス偏光では $\mathbf{e}_s^{\perp} = (0\ 1\ 0)$ となる。また、式 (13) のラマン散乱テンソルは結晶座標系 xyz での表記となっているため、以下のように x 軸周りに $+\pi/4$ 回転させるオイラー角によって試験片座標系 $x'y'z'$ での表記に変換する必要がある。

$$\bar{\mathbf{R}}_1' = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & d & 0 \\ 0 & 0 & -d \end{bmatrix}, \bar{\mathbf{R}}_2' = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & 0 \\ -d & 0 & 0 \end{bmatrix}, \bar{\mathbf{R}}_3' = \begin{bmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}\quad (14)$$

したがって、パラレル偏光における各モードのピーク強度は以下のようになる。

$$\begin{aligned}I_1^{\parallel} &\propto |\mathbf{e}_0 \bar{\mathbf{R}}_1' \mathbf{e}_s^{\parallel}|^2 = 0, \quad I_2^{\parallel} \propto |\mathbf{e}_0 \bar{\mathbf{R}}_2' \mathbf{e}_s^{\parallel}|^2 = 0, \\ I_3^{\parallel} &\propto |\mathbf{e}_0 \bar{\mathbf{R}}_3' \mathbf{e}_s^{\parallel}|^2 = 0\end{aligned}\quad (15)$$

これは、どのモードも観測されずラマンスペクトルが発生しないことを示す。次に、クロス偏光の場合は以下のようになる。

$$\begin{aligned}I_1^{\perp} &\propto |\mathbf{e}_0 \bar{\mathbf{R}}_1' \mathbf{e}_s^{\perp}|^2 = 0, \quad I_2^{\perp} \propto |\mathbf{e}_0 \bar{\mathbf{R}}_2' \mathbf{e}_s^{\perp}|^2 = 0, \\ I_3^{\perp} &\propto |\mathbf{e}_0 \bar{\mathbf{R}}_3' \mathbf{e}_s^{\perp}|^2 = d^2\end{aligned}\quad (16)$$

これは、観測されるラマンスペクトルがモード 3 のみに起因することを示す。

つまり、式 (7) と式 (16) から、クロス偏光配置において測定される無応力状態からのピーク波数シフト量は、モード 3 のフォノン振動数変化 $\Delta\omega_3$ に対応することを意味する。したがって、シフト量測定値 $\Delta\omega_{\text{obs}}^{\perp}$ と応力 σ_{uni} との関係は、式 (5) と表 1 における λ_3 の式から、以下のようになる。

$$\sigma_{\text{uni}} = \frac{4\omega_0}{p(S_{11} + S_{12}) + q(S_{11} + 3S_{12}) + rS_{44}} \Delta\omega_{\text{obs}}^{\perp}\quad (17)$$

式 (17) に単結晶シリコンの S_{11} 、 S_{12} 、 S_{44} 、 p 、 q 、 r 、 ω_0 を代入すると、

$$\sigma_{\text{uni}} = -3.47 \times 10^2 \Delta\omega_{\text{obs}}^{\perp}\quad (18)$$

となる。ここで、 σ_{uni} の単位は MPa、 $\Delta\omega_{\text{obs}}^{\perp}$ の単位は cm^{-1} である。

以上から、この節で想定した実験配置（クロス偏光）および応力状態においては、ピーク波数シフトの測定値から応力値を一意的に求めることが可能であることがわかる。

表 1 <011>方向 1 軸応力状態における固有値と固有ベクトル

モード	固有値	固有ベクトル
1	$\lambda_1 = \{pS_{12} + q(S_{11} + S_{12})\}\sigma_{\text{uni}}$	$\mathbf{v}_1 = (1, 0, 0)$
2	$\lambda_2 = \{[p(S_{11} + S_{12}) + q(S_{11} + 3S_{12}) - rS_{44}]/2\}\sigma_{\text{uni}}$	$\mathbf{v}_2 = (0, -1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2})$
3	$\lambda_3 = \{[p(S_{11} + S_{12}) + q(S_{11} + 3S_{12}) + rS_{44}]/2\}\sigma_{\text{uni}}$	$\mathbf{v}_3 = (0, 1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2})$

3. 実験方法

3.1 装置と測定分解能

ラマンスペクトルの観測には、ダブルモノクロメータと CCD 検出器を備えた後方散乱型の顕微ラマン分光装置 (HORIBA JOBIN YVON 社製, U-1000) を使用する。装置構成の概略を図 3 に示す。

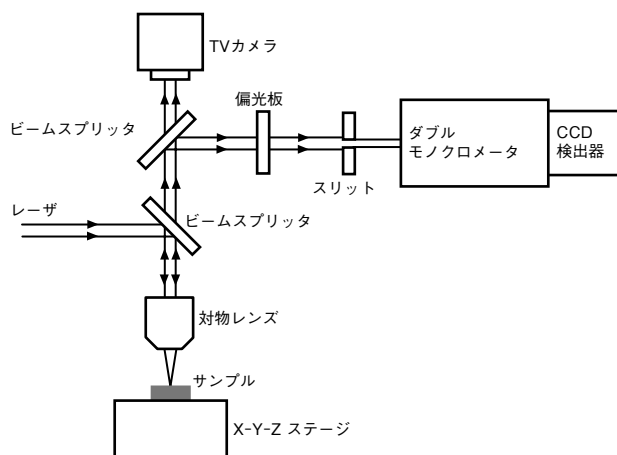


図3 顕微ラマン分光装置の構成概略

すべての測定は室温下で実施する。入射光には波長 457.9 nm の Ar イオンレーザを使用し、レーザ出力は 100 mW とする。ビデオモニタを接続した光学顕微鏡によって、試験片表面への焦点合せと正確な測定位置の決定ができる。対物レンズには NA = 0.8 の 100 倍レンズを使用する。この場合、レーザスポット径は約 1 μm となり、これは面内の空間分解能に相当する。なお、ラマンスペクトルのピーク波数は、CCD 検出器による測定データをガウス-ローレンツ複合関数を使用してカーブフィッティングすることによって決定する。

以上の構成におけるピーク波数の測定分解能は約 0.02 cm^{-1} となる。単結晶シリコンの場合、1 軸応力の大きさとピーク波数シフト量とを関係づける係数は、測定する結晶面と応力方向によって変化するものの約 -2 $\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$ であることを考慮すると、応力測定の分解能は 10 MPa 程度と見積られる。

3.2 応力測定用 TEG チップ

シリコンとガラスの平滑な面同士を合わせて 300 ~ 400 $^{\circ}\text{C}$ に加熱し、ガラス側に数百 V の負電圧を印加すると、静電引力が働いて界面で共有結合が生じる。この現象を利用するのが陽極接合である。未加工のシリコンウェハとガラスウェハを陽極接合した際の残留応力は 5 ~ 10 MPa であるとされ⁸⁾、前節で述べた応力測定分解能 (約 10 MPa) では正確な測定が不可能である。

そこで、陽極接合によって発生する残留応力を、顕微ラ

マン分光装置で測定が可能な程度の大きさまで拡大する構造の応力測定用 TEG チップを作製する。これは、局所的に剛性を低くする加工を施すことで、発生する残留応力がその箇所に集中させるようにしたものである (図 4)。

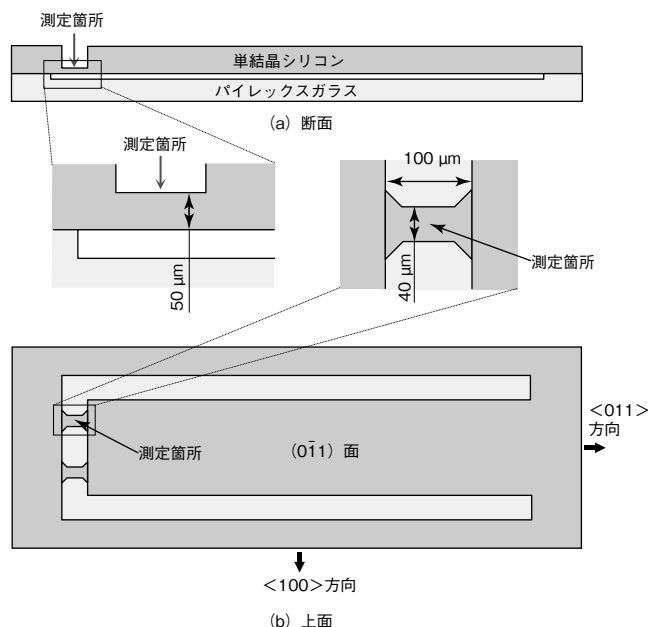


図4 応力測定用 TEG チップ

図のように、厚みと幅が小さい部位 (ビーム) を 2 箇所設けている。ビームは周囲より剛性が低いことから歪が大きくなり、応力が他の箇所より大きくなるため、このビームの中心部を測定する。また、偏光顕微ラマン分光法による定量的な測定を実現するため、ビームに発生する応力が 2.2 節で述べた <011> 方向 1 軸応力状態となるように以下のような構造とする。

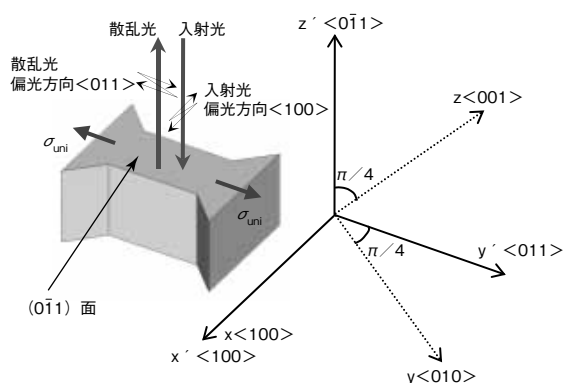
- (1) 単結晶シリコンウェハの面方位を、ビームの長さ方向が <011> 方向、測定面が (011) 面になるように配置する。
- (2) ビーム長さに対し、チップ全体の長さが十分に大きくなるようにする。

以上のように想定した応力状態が実現できているかどうかを、有限要素法を用いた応力解析によって検証する。400 $^{\circ}\text{C}$ で接合して 25 $^{\circ}\text{C}$ まで温度を低下させた際に、シリコンとガラスの線膨張係数の差によって生じる熱応力を、汎用有限要素解析ソフトウェア Abaqus^{*1)} 6.7 を使用して計算する。モデルには四面体 2 次要素を使用する。単結晶シリコンの弾性定数には 2.1 節で記した値を用い、線膨張係数は $3.46 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ とする。また、パイレックス^{*2)} ガラスのヤング率、ポアソン比、線膨張係数は、それぞれ 64 GPa, 0.2, $3.20 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ とする。

ビームの測定面における最大主応力分布を図 5 に示す。図から、測定箇所であるビーム中心部の応力は約 130 MPa

Figure 10 consists of two parts. The top part is a grayscale plot of the maximum principal stress distribution on a triangular mesh. A color scale on the left indicates stress values in MPa, ranging from 35 (lightest gray) to 262 (black). A dashed circle highlights a region of high stress. The bottom part shows the maximum principal stress vector distribution, with arrows indicating the direction and magnitude of the stress vectors at each node of the mesh.

以上から、作製した応力測定用 TEG チップのビーム中心部における残留応力は、測定が可能な程度の大きさの＜110＞方向 1 軸応力状態になっていると考えられる。したがって、図 6 に示すような実験配置においてビーム中心部の応力の測定によって、陽極接合による残留応力を定量的に評価することが可能となる。



4. 実験結果

各陽極接合条件で作製した **TEG** チップビーム部のラマンスペクトル測定結果 ($n = 4$ の平均値) を図 7 に示す。接合後のピーク波数は、応力が 0 の場合より低波数側にシフトしていることがわかる。

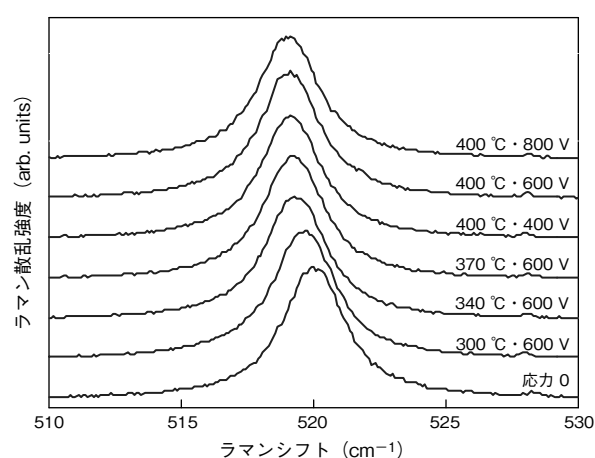


図7 各種接合条件によるラマンスペクトル

まず図8は、接合温度と残留応力の関係である（印加電圧は600 V一定）。図中、接合温度から25℃まで温度を低下させた際の熱応力を有限要素法によって計算した結果を併せて示している。図に示すように、残留応力は接合温度の上昇に伴い大きくなっている。これは、接合温度と室温の差が大きくなることで熱応力が増加するためである。しかし、測定値は熱応力計算値よりも約90 MPa大きく、これは有限要素法の計算誤差のみに起因するとは考えにくい大きな差異である。

以上の結果から、陽極接合による残留応力は、温度変化による熱応力だけではなく、電圧の印加にも起因していることがわかる。これは、高温下での電圧印加でガラス中の Na^+ イオンが移動することによって接合界面に形成される SiO^- の空間電荷層 (Na^+ イオン欠乏層) の影響を受けているためといえる。

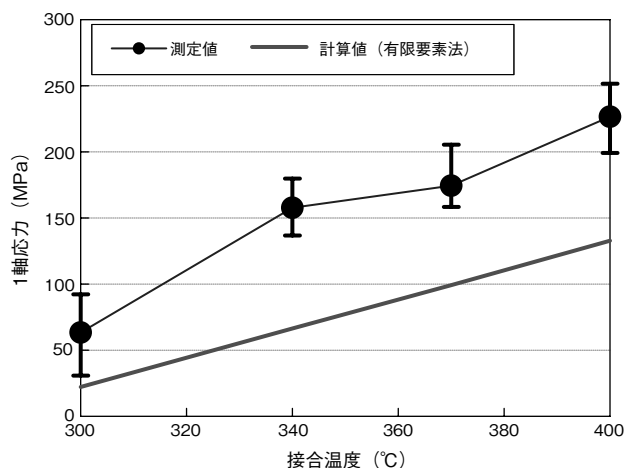


図8 接合温度と残留応力の関係

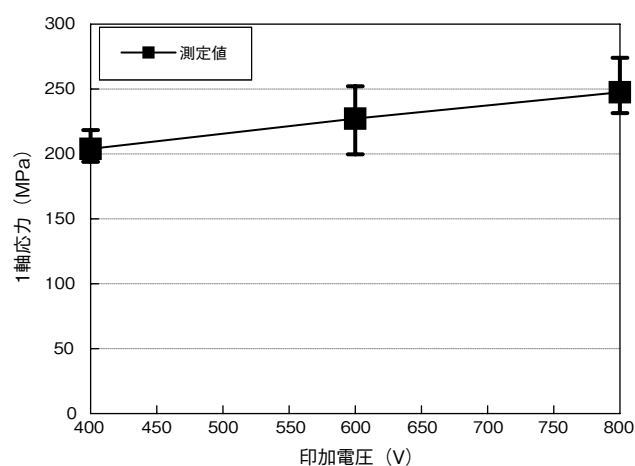


図9 印加電圧と残留応力の関係

5. あとがき

MEMS 作製プロセスの一つであるシリコン-ガラス陽極接合に伴って発生する残留応力の評価において、独自に作製した応力測定用 TEG チップに偏光板を通したラマン散乱光のみを選択的に分光観測する偏光顕微ラマン分光法を適用することで、その定量的な測定を可能とした。

この方法により、温度 300 ～ 600 °C、印加電圧 400 ～ 800 V の種々の条件下でシリコン-ガラス陽極接合した TEG チップの残留応力を測定し、接合条件と残留応力と

の関係を明らかにした。その結果、残留応力が温度変化による熱応力だけではなく、電圧の印加にも起因していることがわかった。

今後は、本法による応力測定結果をシミュレーション条件に適用した有限要素法解析によって実際のデバイスにおける陽極接合残留応力を評価し、残留応力がデバイス特性に与える影響を予測できるようにしていきたい。

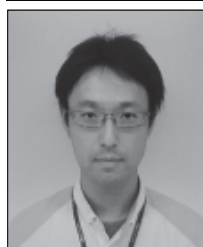
●注

- * 1) Abaqus : Dassault Systèmes 社の登録商標
- * 2) パイレックス (Pyrex) : Corning 社の登録商標

*参考文献

- 1) R. Loudon : Adv. Phys., 13[52], p. 423 (1964)
- 2) I. De Wolf, H. E. Maes, S. K. Jones : J. Appl. Phys., 79[9], p. 7148 (1996)
- 3) M. Chandrasekhar, J. B. Renucci, M. Cardona : Phys. Rev., B17[4], p. 1623 (1978)
- 4) F. Cerdeira, C. J. Buchenauer, F. H. Pollak, M. Cardona : Phys. Rev., B5[2], p. 580 (1972)
- 5) E. Anastassakis, A. Pinczuk, E. Burstein : Solid State Commun., 8, p. 133 (1970)
- 6) T. Miyatake, A. A. Porporati, G. Pezzotti : J. Appl. Phys., 105[11], p. 113514-1 (2009)
- 7) J. J. Wortman, R. A. Evans : J. Appl. Phys., 36[1], p. 153 (1965)
- 8) 深田 哲生, 大野 克弘 : 電子情報通信学会技術研究報告 CPM, 89[71], p. 13 (1989)

◆執筆者紹介



宮武 岳洋
先行技術開発研究所



齊藤 公昭
先行技術開発研究所



山田 清高
先行技術開発研究所
博士 (工学)



青木 亮
微細プロセス開発センター



別處 和也
微細プロセス開発センター



ジュゼッペ ペッツォットイ
京都工芸繊維大学大学院
工学博士