フィゾー光干渉法による磁歪測定装置の作製

System for measuring magnetostriction of magnetic thin films with Fizeau Interferometer

梅津勝平 ・高橋豊 ・稲葉信幸 † 山形大学大学院理工学研究科, 山形県米沢市城南 4 丁目 3-16(\mp 992-8510)

S.Umetsu, Y.Takahashi, and N.Inaba[†] Graduate School of Science and Engineering, Yamagata Univ. ,*4-3 -16 Jonan, Yonezawa, Yamagata, 992-8510, Japan*

We developed a system for sensitively measureing the magnetostriction of magnetic thin film specimens that uses Fizeau interference. When a magnetic field is applied parallel to the film plane of a cantilevered specimen, the magnetostriction of the film makes the specimen slightly bend, and the movement of the interference patterns is observed depending on the deflection d of the specimen. The variation in d can be detected with a precision of about one thousandth of the wavelength of a laser beam. The magnetostriction constant λ_{110} of Fe(001) single crystal thin film with a thickness 62 nm deposited on GaAs(001) single crystal substrate was estimated to be $(-1.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ from a deflection of 1.2 ± 0.6 nm.

Key words: magnetic single crystal thin film, magnetostriction, Fizeau interferometer

1. はじめに

Fe-Ni 系多結晶合金においてダンピング定数と磁歪 λ の値に相関があることが報告 $^{1)}$ されたり, Fe-Ga 薄膜などの高磁歪材料 $^{2)}$ は振動発電デバイス $^{3)}$ や センサー 応用 $^{4)}$ といった分野で注目されている. 磁歪の結晶方位依存性を測定するためには単結晶薄膜試料を用いて測定を行う必要があるが, ヤング率の大きい MgO,GaAs 基板上に作製した単結晶薄膜試料では磁歪による変位量が小さくひずみゲージや光梃子法を用いた装置では測定が困難であった. このため, マイケルソン光干渉磁歪測定装置を作製し, $2.6\,\mathrm{nm}$ の変位が測定可能であることを報告 $^{5)}$ してきた. この測定法では, 磁歪による試料のたわみ量を観測し, 以下の (1) 式 6 を用いて磁歪を算出するという点では共通である.

$$\lambda = \frac{1}{3} \frac{E_{s}(1 + \nu_{f})}{E_{f}(1 - \nu_{s})} \frac{t_{s}^{2}}{t_{f}l^{2}} d$$
 (1)

ここで、 E_s :基板のヤング率、 E_f :膜のヤング率、 v_s :基板のポアソン比、 v_f :膜のポアソン比、 t_s :基板厚、 t_f :膜厚、t:レーザースポットの位置、t:たわみ量である.

例えば、基板厚 $0.2 \, \text{mm}$ の MgO 単結晶基板に膜厚 $60 \, \text{nm}$ の Fe 単結晶基板を成膜した試料を片持で磁歪測定を行った場合、 $\lambda_s = 1.0 \times 10^{-6}$ 程度の磁歪によって固定端から $7 \, \text{mm}$ の位置に生じるたわみ量は $1.2 \, \text{nm}$ となる. また、基板厚を $1.5 \, \text{倍の} \, 0.3 \, \text{mm}$ とすると、たわみ量は基板厚の $2 \, \text{mm}$

乗に反比例するため 0.5 nm となる. このため, サブナノオーダーの磁歪によるたわみ量を測定し基板や膜厚による制限を緩和するために分解能の向上が必要となった. 光干渉法は光路長が一定の参照光と, 磁歪によるたわみによって光路長が変化する測定光の位相差から生じる干渉縞を用いて測定を行う. マイケルソン光干渉法では,参照光と測定光の2つの光路が別であるため, どちらかに外乱が混入するだけで干渉縞が変化することとなり, 分解能の向上が困難であった. 本研究では共通しない光路を少なくすることが可能な同軸型干渉計(フィゾー干渉計)に着目し,高い分解能を有する磁歪測定装置を作製したので報告する

2. 磁歪測定装置の構成

2.1 フィゾー光干渉法による測定原理

作製した磁歪測定装置はフィゾー光干渉法の原理を応用した.この装置の構成図を Fig.1 に示す. ハーフミラー A, ハーフミラー B, 試料および検出器を同軸上に配置している. ハーフミラー A で光源からの光の向きを軸方向に変更している. ハーフミラー B は反射して検出器へ向かう参照光と透過して試料へ向かう測定光に入射光を分離する. 試料で反射された光は再度ハーフミラー B を通過し, 参照光と重なって検出器に到達する. このとき, 検出器には参照光と測定光の位相差に対応した干渉縞が投影される

試料が磁歪により d たわむと, 測定光の光路長は 2d 変

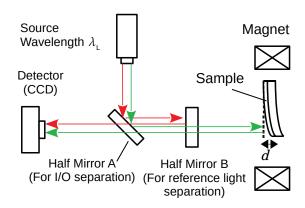


Fig. 1 Schematic picture of measurement system with Fizeau interferometer.

化するため、参照光と測定光の位相差が変化し検出器で観測される干渉縞は ΔL 移動する. このとき、d と ΔL の関係は

$$d = \frac{\lambda_{\rm L} \Delta L}{2L_{\rm pp}} \tag{2}$$

で表される。ここで、 λ_L は光源の波長であり、 L_{pp} は観測された干渉縞の一波長分の幅である。d が $\lambda_L/2$ たわむと、干渉縞は $\Delta L = L_{pp}$ 移動することとなる。フィゾー光干渉法では、ハーフミラー B と検出器の間では参照光と測定光が重なっているため、外乱は参照光と測定光の両者に同様に影響を及ぼすこととなり、外乱による位相差の変化が生じにくい。外乱が生じた場合に参照光と測定光の位相差に影響するのはハーフミラー B から試料の間のみとなる。

2.2 作製した磁歪測定装置の構成

作製した磁歪測定装置の写真を Fig.2 に示す. 光源, ハーフミラーなどの光学系部品は空気式除震台上に設置 した. 電磁石は重量バランスの問題や冷却水の振動が光 学系に影響を与えるのを防ぐために、除震台とは別に架 台を準備し設置した. 試料は除震台端からホールピース のギャップに伸ばしたアームの先端に取り付けており, 架台からの振動を受けないようにしている. 試料は,短 冊形状の長軸方向の一端を片持で保持し、基板の長軸、あ るいは短軸と平行に磁界を印加できるようにした. 光源 は He-Ne レーザー (波長 $\lambda_{\rm L}$ = 633 nm) を使用した. 写真 中のハーフミラー A,B がそれぞれ Fig.1 のハーフミラー A,B に対応している. ハーフミラー B は測定光単独の光 路長を削減するために、試料に最も近いアームの根本に設 置した. この配置により、参照光、測定光それぞれが単独な 光路部分を持つマイケルソン光干渉磁歪測定装置に比べ て、単独な光路長を 1/3 に削減することができた. 検出器 には 4K 解像度のミラーレスデジタルカメラ (Nicon 1J5) を使用し、検出器直前に置かれた対物レンズで拡大された

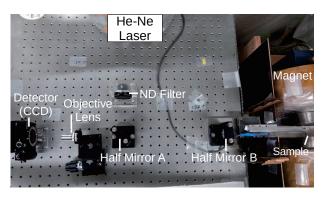


Fig. 2 Picture of magnetostriction measurement system with Fizeau interferometer.

干渉縞を撮像素子に直接投影している. ND フィルターは 光量が過大であることによる撮像素子の飽和や, 熱の影響を防止するために設置した. バイポーラ電源を用いて電磁石を $-80 \le H \le 80 \text{ kA/m}(-1.00 \le H \le 1.00 \text{ kOe})$ の範囲で変化させて測定を行った. 電磁石のホールピース中心近傍 20 mm の領域で磁界が一定であるため, 短冊状試料の長軸方向の長さが 20 mm 以下となるようにした試料を測定に用いた. 試料近傍に設置したホール素子を用いて, 試料に印加された磁界の大きさを測定した.

3. 実験方法

3.1 試料の準備

作製した磁歪測定装置の性能を評価するため、GaAs(001) 単結晶基板、MgO(001) 単結晶基板の 2 種類を準備し、RF マグネトロンスパッタ装置を用いてそれぞれの基板上に膜厚 62 nm の Fe(001) 単結晶薄膜を成膜した。GaAs 基板、MgO 基板のヤング率は 83 GPa⁷⁾、245 GPa⁸⁾であり、同じ磁性膜を形成した場合、たわみ量は約 3 倍の差となる。GaAs(001) 基板は厚さ 0.32 mmであり、劈開を利用して 20 mm × 7 mm の短冊状に切り出した。GaAs 基板と Fe 薄膜との結晶成長の関係はFe(001)[110]//GaAs(001)[110] であり、基板の長軸方向は Fe[110] となっている。一方、MgO(001) 基板は厚さ 0.26 mmであり、GaAs 基板と同様に劈開を利用して短冊状基板を切り出した。MgO 基板と Fe 薄膜の結晶成長関係は Fe(001)[110]//MgO(001)[100]であり、基板の長軸方向は GaAs 基板試料と同様に Fe[110] となっている。

これらの基板と Fe 単結晶薄膜の磁歪測定に関するパラメーターを Table 1 に示す.

Table 1 Parameters of single crystal substrate GaAs,MgO and thin film Fe

Single crystal	GaAs	MgO	Fe
Young's module E	83 GPa ⁷⁾	245 GPa ⁸⁾	208 GPa 9)
Poisson's ratio v	0.31 7)	0.23 8)	0.29 9)
Thickness t	0.32 mm	0.26 mm	62 nm

3.2 磁歪測定方法

磁界を上述の短冊状試料の長軸方向,あるいは短軸方向 に印加して長軸方向である Fe[110] 方向のたわみ量を測 定した. 上述の Fe(001) 単結晶試料について,(001) 面内で 印加磁界方向を変化させたとき、試料の長軸方向である Fe[110] 方向の磁歪と印加磁界方向の関係 10) は、磁歪を 観察している方向の試料の長さ L_s , 長さの変化分を δL_s とすると

$$\frac{\delta L_{\rm s}}{L_{\rm s}} = \frac{1}{4} \lambda_{100} + \frac{3}{4} \lambda_{111} \sin 2\theta \tag{3}$$

となる. このとき, λ_{100} , λ_{111} はそれぞれ [100] 軸方向,[111] 軸方向の磁歪定数であり, θ は Fe[100] 方向と印加磁界の なす角である. 短冊状試料の長軸方向と平行に磁界を印加 したときの磁歪は

$$\lambda_{110||} \equiv \left(\frac{\delta L_{\rm s}}{L_{\rm s}}\right)_{110||} = \frac{1}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111} \tag{4}$$

であり, 短軸方向と平行に磁界を印加した時の磁歪は

$$\lambda_{110\perp} \equiv \left(\frac{\delta L_{\rm s}}{L_{\rm s}}\right)_{110\perp} = \frac{1}{4}\lambda_{100} - \frac{3}{4}\lambda_{111}$$
 (5)

となる. (4),(5) 式の関係を整理すると

$$\lambda_{100} = 2(\lambda_{110\parallel} + \lambda_{110\perp}) \tag{6}$$

$$\lambda_{111} = \frac{2}{3} \left(\lambda_{110\parallel} - \lambda_{110\perp} \right) \tag{7}$$

となり、 $\lambda_{110\parallel}$ 、 $\lambda_{110\perp}$ を用いて λ_{100} 、 λ_{111} を算出できる. この ため, 試料長軸方向, 短軸方向の 2 方向に磁界を印加して 磁歪の測定を行った.

H ≤ 1.00 kOe) の範囲で磁界を印加し, 磁界増加時と減少 時に1回ずつ測定した. 各印加磁界におけるたわみ量は.3 回の測定により得た6点の平均値とした. エラーバーは、 各印加磁界におけるたわみ量の平均値と測定値との差の 絶対値の平均値を用いた.

Python¹¹⁾ で作製した半自動測定プログラムにより磁界 を制御し、経過秒数や印加磁界をログへ書き出した. 測定 による干渉縞の動きはカメラの動画モードで記録し,動画 より切り出した干渉縞画像から離散フーリエ変換を用い て干渉縞の成分を取り出し、干渉縞の幅とピークの位置を 算出した. 干渉縞の幅, 干渉縞のピーク位置, 印加磁界の ログを用いて解析し磁歪によるたわみ量を算出した.

4. 実験結果

4.1 Fe/GaAs 試料の測定

4.1.1 干渉法の異なる磁歪測定装置の感度比較

同一の Fe/GaAs 試料を用いてマイケルソン光干渉磁歪 測定装置とフィゾー光干渉磁歪測定装置の性能を比較し た. 短冊状試料の長軸方向が印加磁界と平行になるように 固定し、試料支持端から l=7.0 mm の位置にレーザー光 を当て Fe[110] 方向の磁歪測定を行った. 測定試料の条件 を Table 1 に示す. バルク Fe 単結晶試料の [110] 方向の 磁歪 $^{12)}$ $\lambda_{110} = -1.0 \times 10^{-5}$, l = 7.0 mm と Table 1 の条件 を (1) 式に代入し推定すると, たわみ量は d = -1.2 nm と

マイケルソン光干渉磁歪測定装置によるたわみ量の印 加磁界依存性の測定結果を Fig.3 に示す. 各磁界における 測定結果は 2.5 nm 程度のばらつきを有した. 上述したよ うに本試料のたわみ量が 1.2 nm 程度であるため, 磁歪に よる試料のたわみが測定のばらつきに埋もれてしまい,有 意なたわみ量を見出すことはできなかった.

上記と同一の試料のたわみ量をフィゾー光干渉磁歪測 定装置を用いて測定した. 測定のために、マイケルソン光 干渉磁歪測定装置の構成から参照光反射用の固定ミラー を取り去り、参照光分離用のハーフミラー B を設置した. その他の条件はマイケルソン光干渉磁歪測定装置による 測定と同じである. ハーフミラー B を試料から 30 cm の 測定は,消磁状態から開始し -80 ≤ H ≤ 80 kA/m(-1.00 ≤ 位置に配置 (Fig.2 の配置に対応) したときの測定結果を Fig.4 に示す. レーザースポットの位置はマイケルソン光 干渉磁歪測定装置と同じ (l=7.0 mm) とした. 薄膜が飽 和する領域の磁界 $|H| \ge 31.8 \text{ kA/m}(|H| \ge 400 \text{ Oe})$ を印 加した時のたわみ量は d = -1.2 nm となり一定値を示し た. このときのたわみ量のばらつきは ±0.6 nm であり、マ イケルソン光干渉磁歪測定装置によるばらつきの 1/4 を 示した. また, ハーフミラー B を試料から 45 cm の位置に 配置し測定光単独の光路長を上述の場合に比べて 1.5 倍 にすると、たわみ量のばらつきは 1.5 nm であった. この値

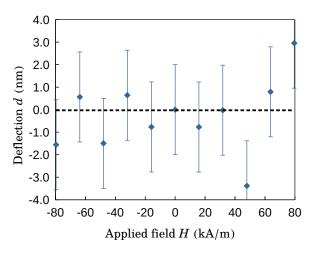


Fig. 3 Applied magnetic field dependence of deflection for Fe(001)/GaAs(001) specimen measured by magnetostriction measurement system with Michaelson interference.

は、マイケルソン干渉磁歪測定装置に比べて 40% の改善されたものの、上述したハーフミラー B を試料から 30cm の位置においた場合に比べてたわみ量のばらつきが約 2.5 倍に増加した.以上の測定結果から、分解能の向上は、同軸型であるフィゾー光干渉法を用いることで参照光と測定光の光路を共通化し、さらにハーフミラー B を試料の近くに配置することで、外乱の影響を受けやすい測定光単独の光路長を短縮したことによるものと考えられる.結果、マイケルソン光干渉磁歪測定装置より 1 桁程度小さなたわみ量を識別する感度を得た.

 $d=-1.2\pm0.6$ nm,l=7.0 mm と Table 1 を (1) 式に代入 し Fe[110] 方向の磁歪を算出すると $\lambda_{110}=(-1.0\pm0.6)\times10^{-5}$ となった.この値は、バルク Fe 単結晶試料の [110] 方向の磁歪 12)と良い一致を示した.

4.1.2 フィゾー光干渉磁歪測定装置の再現性検証

同一の Fe/GaAs 試料を測定し、異なる測定条件で測定した場合においても結果の再現性を示すか検証した. 試料は短冊状試料の短軸方向が印加磁界と平行になるように固定し、Fe[110]方向のたわみ量から磁歪を測定した. 変化させる測定条件として試料支持端からレーザースポットまでの距離を $l_1 = 7.3$ mm, $l_2 = 8.0$ mm, $l_3 = 9.5$ mm とした. 試料の長辺方向の長さが異なる場合を考慮して、設計で想定した標準的な試料の取り付け方を行った場合のレーザースポットまでの距離を l_2 、設計で許容される最小長を l_1 、最大長を l_3 としている.

得られた磁歪の印加磁界依存性を Fig.5 に示す. 各レーザースポットの位置における, 飽和磁界 $|H| \ge 31.8 \text{ kA/m}(|H| \ge 400 \text{ Oe})$ の平均たわみ量と, その

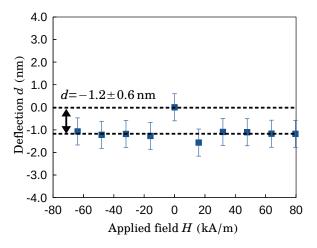


Fig. 4 Applied magnetic field dependence of deflection for Fe(001)/GaAs(001) specimen measured by magnetostriction measurement system with Fizeau interference.

値から算出した磁歪 $\lambda_{110\perp}$ を Table 2 に示す. 磁歪の算出には Table 1,2 の l と d を (1) 式に代入した. 測定値から算出された磁歪の平均値は $\lambda_{110\perp}=1.8\times10^{-5}$ となった. この磁歪定数のばらつきは 0.4×10^{-5} 程度であり, たわみ量のばらつきが算出した磁歪に与える影響による値と同程度であることから測定条件による測定誤差の影響は見られず, 測定の再現性を示す.

測定した GaAs 基板試料の λ_{110} と $\lambda_{110\perp}$ の値のばらつきを考慮した上で (6),(7) 式を用いて λ_{100} と λ_{111} を算出すると, $\lambda_{100}=(1.7\pm2.1)\times10^{-5}$, $\lambda_{111}=(-1.9\pm0.7)\times10^{-5}$ となる. この値は Table 3 に示すようにバルク Fe 単結晶の磁歪と良い一致を示した.

4.2 Fe/MgO 試料の測定

GaAs 基板よりもヤング率の大きい MgO 基板を用いた Fe/MgO 試料についてフィゾー干渉磁歪測定装置を用いて磁歪を測定した.短冊状試料の長軸方向 (Fe[110] 方向) が印加磁界と平行になるように固定し,レーザー光を試料支持端から l=12.5 mm の位置に当て Fe[110] 方向のたわみ量より磁歪 λ_{110} を測定した.試料の条件を Table 1 に示す.たわみ量の印加磁界依存性の結果を Fig.6 に示す.磁化が飽和する領域 $|H| \ge 31.8$ kA/m($|H| \ge 400$ Oe)におけるたわみ量はほぼ一定値を示し,その平均値は -2.5 nm,平均からのばらつきは 0.6 nm 程度であり, $d=-2.5\pm0.6$ nm が得られた.この値を (1) 式に代入して Fe[110] 方向の磁歪を計算すると $\lambda_{110}=(-1.3\pm0.3)\times10^{-5}$ となる.この値は,文献 5 にて報告している Fe/MgO 試料をマイケルソン光干渉磁歪装置によって測定した $\lambda_{110}=(-1.4\pm0.3)\times10^{-5}$ と良い一致を示した.

上述の試料について短軸方向と平行に磁界を印加し

Table 2 Magnetostriction measurement conditions and measurement results in Fe [110] direction

Laser spot distance l [mm]	Deflection d [nm]	Magnetostriction $\lambda_{110\perp}$
7.3	1.6 ± 0.6	$(1.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
8.0	2.9 ± 0.6	$(1.9 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
9.5	4.1 ± 0.6	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
	Average $\lambda_{110\perp}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

Table 3 List of magnetostriction constants of Fe single crystal

Samples	λ_{110}	$\lambda_{110\perp}$	λ_{100}	λ_{111}
Fe bulk single crystal	-1.0×10^{-5}	2.0×10^{-5}	2.0×10^{-5} 12)	-2.0×10^{-5} 12)
Fe(001)/GaAs(001)	$(-1.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(1.7 \pm 2.1) \times 10^{-5}$	$(-1.9 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
Fe(001)/MgO(001)	$(-1.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(0.8 \pm 1.4) \times 10^{-5}$	$(-2.0 \pm 0.5) \times 10^{-5}$

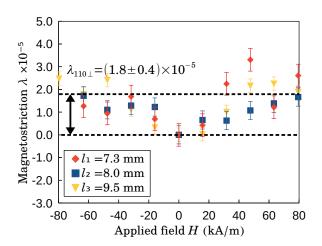


Fig. 5 Variations in deflection d for Fe(001)/GaAs(001) specimen with external magnetic field applied perpendicular to Fe[110] direction. The deflections were measured by the Fizeau interferometric magnetostriction measurement system with different laser positions, $l_1 = 7.3 \text{ mm}$, $l_2 = 8.0 \text{ mm}$, and $l_3 = 9.5 \text{ mm}$.

Fe[110] 方向のたわみ量を測定し磁歪 $\lambda_{110\perp}$ を求めた. このとき, レーザー光の位置は l=10.8 mm である. たわみ量の印加磁界依存性の結果を Fig.7 に示す. 飽和磁界 $|H| \geq 31.8$ kA/m($|H| \geq 400$ Oe) におけるたわみ量はほぼ一定値を示し, その平均値は 2.7 nm, 平均からのばらつきは 0.6 nm 程度であり, $d=-2.7\pm0.6$ nm が得られた. この値と Table 1 の条件を (1) 式に代入して計算すると磁歪は $\lambda_{110\perp}=(1.7\pm0.4)\times10^{-5}$ となった.

測定した Fe/MgO 試料の λ_{110} と $\lambda_{110\perp}$ の値のばらつきを考慮した上で (6),(7) 式を用いて λ_{100} と λ_{111} を算出すると, $\lambda_{100}=(0.8\pm2.1)\times10^{-5}$, $\lambda_{111}=(-2.0\pm0.7)\times10^{-5}$ となる. Table 3 に示すように λ_{110} , $\lambda_{110\perp}$ の値は GaAs 基板試料の測定と比べて -0.3×10^{-5} 程度変化した.

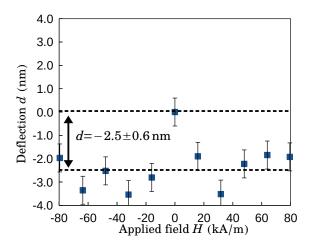


Fig. 6 Variations in deflection d for Fe(001)/MgO(001) specimen with external magnetic field applied parallel to Fe[110] direction.

これは、基板と薄膜の格子間隔の違いから生じる膜応力によるものと考える。 MgO の格子間隔は Fe の格子間隔より MgO を基準として 5% 程度広いため、Fe は引張応力を受けて伸長した状態となる。 よって、(001) 面内の磁歪が収縮する変化を見せたと考えられる。 一方、Fe/GaAs 試料の測定結果は、Fe と GaAs 基板の格子間隔の関係は Fe が0.1% 程度基板より広い程度の差しかないため、基板との応力が小さくバルク Fe 単結晶試料の値と良い一致を示した。

一連の実験から作製した測定装置は測定結果の再現性を示すことを確認できた. 分解能に関して $0.6\,\mathrm{nm}$ のたわみ量を測定可能な分解能を持つ. 測定のばらつきの要因として外乱と画像の量子化誤差が考えられる. 現在,3 波長分の干渉縞が $4\mathrm{K}$ 画像 (横方向:3840 pixel) に収まるように記録している. He-Ne レーザー ($\lambda_\mathrm{L}=633\,\mathrm{nm}$) を使用した場合の干渉縞画像 $1\,\mathrm{E}$ ピクセルあたりの移動量は (2) 式

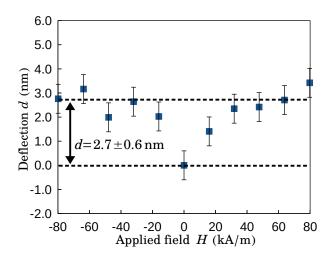


Fig. 7 Variations in deflection d for Fe(001)/MgO(001) specimen with external magnetic field applied perpendicular to Fe[110] direction.

を用いて計算すると約 0.3 nm となる. この測定分解能の限界は測定のばらつきの半分程度を占めるため無視できない. 対策として撮像素子に投影する干渉縞を拡大して記録する方法が考えられるが, 干渉縞の移動からたわみ量を精度良く検出するためには一定の干渉縞の本数が必要であるため採用できない. このため, 干渉光の検出方法を検討する必要がある. 他にたわみ量のばらつきの原因として周囲の振動や温度変化によって測定装置を構成する部品が伸縮し, 光路長が変化するといった外乱の影響が考えられる. 対策として熱膨張率の小さく剛性のある材料を使用する必要がある.

5. 結言

フィゾー干渉法の原理を応用した磁歪測定装置を新たに作製した. Fe(001)/GaAs(001) 試料のたわみ量について、このフィゾー干渉磁歪測定装置と既存のマイケルソン光干渉磁歪測定装置を用いて比較測定を行ったところ、既存の装置では測定値に $2.5\,\mathrm{nm}$ 程度のばらつきがあり、磁歪による有意なたわみ量の変化を検出できなかった.一方、フィゾー光干渉磁歪測定装置では $d=-1.2\,\mathrm{nm}$ のたわみ量を $0.6\,\mathrm{nm}$ のばらつきで測定できた.得られた

結果から Fe[110] 方向の磁歪定数を算出すると λ_{110} = $(-1.0\pm0.6)\times10^{-5}$ となり、バルクの値と良い一致を示した。これらの結果から、新規に作製したフィゾー干渉磁歪測定装置では $0.6\,\mathrm{nm}$ のたわみ量が検出可能な分解能を有し、マイケルソン光干渉磁歪測定装置に比べて 1/4 の大きさのたわみ量を検出可能な感度を持つことを確認できた。フィゾー干渉法では参照光と測定光の光路が共通であり、外乱の影響に弱い単独の光路部分が測定光だけとなり、その光路長も削減できたことから、外乱の影響が低減され分解能の向上をもたらしたと考えられる。

サブナノオーダーの測定では、外乱の要因として周囲の温度変化や振動によるたわみ量の変化に加えて、本装置の検出方式の場合は干渉縞を撮像素子で電子画像化する際の量子化誤差が課題となる。さらなる測定性能の向上のため、外乱対策や干渉光の検出方法を検討する必要がある.

謝辞 装置作製に協力いただいた,山形大学工学部鈴木貴 彦技術職員に感謝する.

References

- Y. Endo, Y. Mitsuzuka, Y. Shimada, and M. Yamaguchi: *J.Appl. Phys*, **109**, 07D336 (2011).
- N. Srisukhumbowornchai and S. Guruswamy: J. Appl. Phys., 90, 5680 (2001).
- S. Dong, J. Zhai, F. Bai, J. Li, D. Viehland and T. A. Lograsso: J. Appl. Phys., 97, 103902 (2005).
- 4) R. R. Basantkumar, B. J. H. Stadler, W. P.Robbins and E. M. Summers: *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 3102 (2006).
- M. Sato, Y. Yoshida, T. Suzuki, Y. Takahashi, K. Koike, and N. Inaba: T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues), 3, 39 (2019).
- 6) A. C. Tam, and H. Schroeder: IEEE Trans. Magn., 25, 2629 (1989).
- http://www.neotron.co.jp/crystal/4/GaAs.html(As of December 24, 2020).
- Y. Yoji: Sosei no Butsuri (in Japanese), Vol.1, p.68 (Kitamori, Tokyo, 2011).
- G. R. Speich, A. J. Schwoeble and W. C. Leslie: *Metallurgical Transactions*, 3, 2031 (1972).
- K. Ota: Jikikougaku No Kiso (in Japanese), Vol. 1, p. 243 (Kyoritsu, Tokyo, 1973).
- 11) https://www.python.org(As of December 24, 2020).
- Y. Tanji, Y. Shirakawa and H. Moriya: J Magn. Soc. Jpn., 4,417 (1970).

Recieved Dec. 31, 2020; Revised Feb. 11, 2021; Accepted Feb. 25, 2021