

可視域デュアル・ホモダイン検知システム

Dual Homodyne Detection System in Optical Regime

築島隆繁[†]、北村 隆[†]

Takashige TSUKISHIMA, Takashi KITAMURA

Abstract A dual-homodyne detection system operating in the optical regime is fabricated, which can measure asymmetric power spectral distribution of the scattered radiations from plasmas. The principle of the detection system is described briefly, and validity of the operation of the system is demonstrated, using a 532 nm, 10 mW, single mode solid-state laser as an incident radiation. A part of the incident radiation is frequency-shifted approximately by 30MHz using an acousto-optical device, and utilized as a pseud scattered radiation.

1. はじめに

一般に無線通信において、搬送周波数を中心にその上下に非対称に分布した側波帯のスペクトル分布を測定するにはヘテロダイン検知方式が用いられる。この方式では、局発信号の周波数は搬送波の周波数から側波帯の周波数帯域幅より十分離れた値に設定することが必要である。しかし、サブミリ波（遠赤外線）よりも波長の短い領域ではこのような局発信号を用意することが困難なため、ホモダイン検知方式が採用されている。ホモダイン検知方式では、局発信号の周波数が搬送波の周波数に等しく設定されているので、上下の側波帯が搬送波周波数を中心に折り重なった形で検出される。このため上述のような非対称に分布した側波帯のスペクトル分布の測定は困難である。

デュアル・ホモダイン検知方式はこの困難を克服するために筆者の一人により提案された方式である。¹⁾ この方式では受信波を2つに分け、それぞれを位相が $\pi/2$

異なる2つの局発信号によってホモダイン検知する。このようにして得られる2つのホモダイン検出出力を一旦記録し、後述のアルゴリズムに従ってデータ処理することにより、上下側波帯のパワー・スペクトル分布が分離して求められる。

最初、この方式はプラズマ診断法の1つとして知られている電磁波散乱法において、コヒーレントな電磁波をプラズマに入射し、プラズマにより或方向に散乱された電磁波のスペクトル分布を測定するために提案されたもので、スペクトル分布の広がり幅から電子やイオンの温度が、また分布の非対称性からドリフト速度等が推定される。

本方式の妥当性は当初搬送周波数が 500 kHz 程度の高周波信号を用いたシミュレーション実験によって実証され²⁾、漸次ミリ波³⁾、サブミリ波（遠赤外線）^{4), 5)}を用いたプラズマによる散乱実験に適用され、その有効性が確認されている。

[†] 愛知工業大学電子工学科

本研究の目的はデュアル・ホモダイン検知方式を可視域に適用するにあたっての技術的問題点を明らかにすること、および波長分割多重通信への適用の可能性を探ることである。

2. デュアル・ホモダイン検知方式の原理

本方式の詳細は既に発表済みであるが^{3)~4)}、本論文の自己完結性のため、以下にその骨子を述べる。

一般に周波数 ω_i のコヒーレント電磁波 (または光波) をプラズマに入射したとき、或方向に散乱される電磁波の電界 $E(t)$ は次式で表される。

$$E(t) = \operatorname{Re} \left\{ \int_{\omega_i - \Omega}^{\omega_i + \Omega} \frac{d\omega_s}{2\pi} N(\omega_s) \exp(j\omega_s t) \right\} \quad (1)$$

ここに、 $\operatorname{Re}\{x\}$ は x の実数部、 Ω は側波帯の帯域幅である。以下では $\omega > 0$ として、 $\omega_s = \omega_i \pm \omega$ のときの複素振幅をそれぞれ $N_{\pm}(\omega)$ と記す。また、位相が $\pi/2$ だけ異なる 2 つの局発信号を次のように記す (簡単のため振幅は 1 と置いた)。

$$E_{11}(t) = \cos(\omega_1 t) \quad (2)$$

$$E_{12}(t) = \sin(\omega_1 t) \quad (3)$$

ここで、散乱波(1)を 2 つに分け、それぞれを(2)、(3)を用いて、ホモダイン検知すると、次のホモダイン検知出力(4)、(5)を得る。

$$V_1(t) = \frac{1}{2} \int_0^{\Omega} \frac{d\omega}{2\pi} \left[|N_+(\omega)| \cos\{(\omega_i + \omega)t + \varphi_+\} + |N_-(\omega)| \cos\{(\omega_i - \omega)t - \varphi_-\} \right] \quad (4)$$

$$V_2(t) = \frac{1}{2} \int_0^{\Omega} \frac{d\omega}{2\pi} \left[-|N_+(\omega)| \sin\{(\omega_i + \omega)t + \varphi_+\} + |N_-(\omega)| \sin\{(\omega_i - \omega)t - \varphi_-\} \right] \quad (5)$$

(4)、(5) は $N_{\pm}(\omega)$ を未知数とする連立方程式とみなすことができる。実際に(4)、(5)を $|N_{\pm}(\omega)|$ について解くと、若干面倒な計算の後、次式をうる。

$$S_{\pm}(\omega) \equiv |N_{\pm}(\omega)|^2 / T \quad (6)$$

$$= \{G_{11}(\omega) + G_{22}(\omega)\} \pm \{G_{12}(\omega) - G_{21}(\omega)\} \quad (7)$$

ただし、

$$G_{ii}(\omega) = 4 \int_0^T d\tau R_{ii}(\tau) \cos(\omega\tau), \quad i = 1, 2 \quad (8)$$

$$G_{ik}(\omega) = 4 \int_0^T d\tau R_{ik}(\tau) \sin(\omega\tau), \quad i \neq k \quad (9)$$

$$R_k(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^{T-\tau} V_i(t + \tau) V_k(t) dt \quad (10)$$

(6)、(7) は $\omega > 0$ に対して表示されているが、 $G_{ii}(\omega)$ は ω に関して偶関数、 $G_{ik}(\omega)$ は ω に関して奇関数であることに注意すると(6)、(7)は 1 つにまとめることができる。

$$S(\omega) \equiv \{G_{11}(\omega) + G_{22}(\omega)\} + \{G_{12}(\omega) - G_{21}(\omega)\} \quad (11)$$

(11) 式は ω の正負に対して定義された表式である。

$E(t)$ の特別の場合として、2 つの離散的成分のみからなる場合、(1) および (4) ~ (7) 式はそれぞれ次のようになる。

$$E(t) = E_+ \cos\{(\omega_i + \omega)t + \varphi_+\} + E_- \cos\{(\omega_i - \omega)t + \varphi_-\} \quad (12)$$

$$V_1(t) = E_+ \cos(\omega t + \varphi_+) + E_- \cos(-\omega t + \varphi_-) \\ \equiv A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad (13)$$

$$V_2(t) = -E_+ \sin(\omega t + \varphi_+) - E_- \sin(-\omega t + \varphi_-) \\ \equiv A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (14)$$

$$G_{ii}(\omega) = \frac{A_i^2 T}{2} \quad (15)$$

$$G_{12}(\omega) = \frac{A_1 A_2 T}{2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (16)$$

$$G_{21}(\omega) = -\frac{A_1 A_2 T}{2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (17)$$

3. 可視域デュアル・ホモダイン検知システム

図1に本システムの概要を示した。システム全体は90 cm × 120 cm の光学台上に置かれている。波長 532 nm、出力 10 mW の固体レーザーから出射されたシングルモードのレーザー光は平面ミラーM1で反射され、ハーフプリズムHP1で二つのビームに分けられる。一つは局発光として用いられ、HP2で更に2分割されそれぞれ光ミクサー1および光ミクサー2に導かれる。HP1を直進したビームはプラズマへの入射光として用いられる。

本実験ではプラズマによる散乱を模擬するため、音響光学素子AODを用いて入射光の周波数シフトを実現している。AODを通過した光りは疑似散乱光として用いられる。周波数シフト量は超音波の周波数に等し

$$S_{\pm}(\omega) = \frac{T}{2} \left\{ (A_1^2 + A_2^2) \pm 2A_1A_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \right\} \quad (18)$$

もし $E(t)$ が E_+ 成分のみから成る場合、(13)、(14)において、

$$A_1 = A_2 = E_+, \quad \varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2 \quad (19)$$

となり、これらの値を(18)に代入して、

$$S_+(\omega) = 2TE_+^2, \quad S_-(\omega) = 0 \quad (20)$$

を得る。逆に $E(t)$ が E_- 成分のみから成る場合、

$$A_1 = A_2 = E_-, \quad \varphi_2 - \varphi_1 = -\pi/2 \quad (21)$$

となるため、(18) 右辺第2項目の符号が逆転し、

$$S_+(\omega) = 0, \quad S_-(\omega) = 2TE_-^2 \quad (22)$$

を得る。

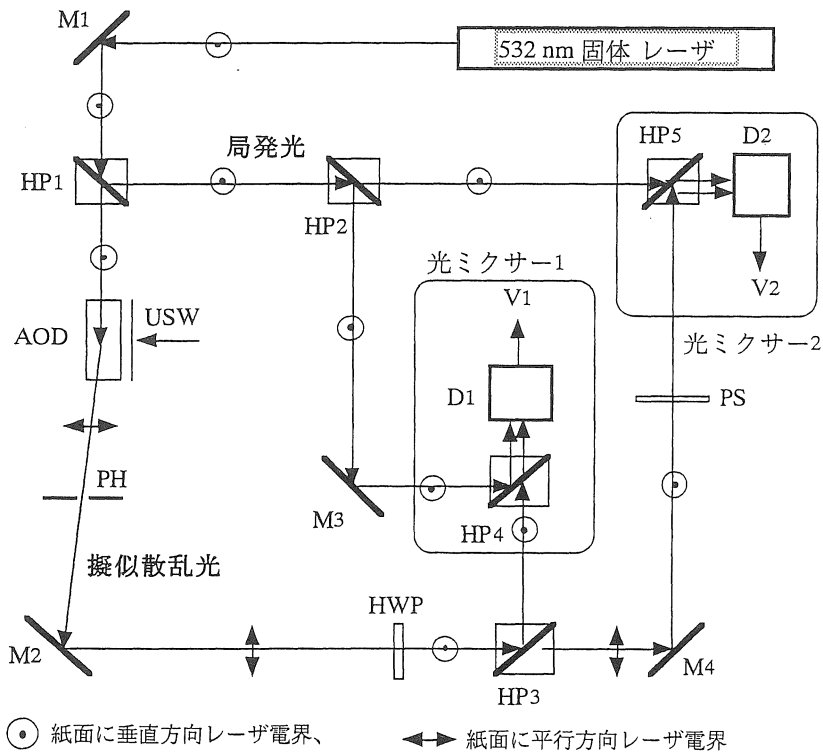


図1. 可視域デュアル・ホモダイン検知システムの概要。 M1~M5 : 平面ミラー、HP1~HP5 : ハーフ・プリズム、USW : 超音波、AOD : 音響光学素子、PH : ピンホール・スリット、HWP : 1/2λ波長板、PS : 移相板、D1, D2 : アバランシェ・フォト・ダイオード検知器、V1, V2 : ホモダイン検知出力。

く、28 MHz~75 MHz の範囲で可変である。周波数シフトを受けたビームは進行方向が曲げられ、偏波方向も 90° 回転する。これを元の偏波方向に戻すため $1/2$ 波長板(HWP)をハーフ・プリズムHP3の手前に挿入してある。疑似散乱光はHP3で2分割されそれぞれ光ミクス1および光ミクス2に導かれる。

アバランシェ・ホトダイオード D1、D2 の手前にあるハーフ・プリズムHP4、HP5 はそれぞれ D1、D2 に導かれる局発光と散乱光の光軸を一致させるためのものである。本模擬実験装置では散乱光の周波数は搬送波の上側波帯に線スペクトルとして現れるので、前章の終わりのところで述べたように、二つのホモダイン検知出力 V_1 、 V_2 は 90° 位相がずれている筈である。実効的にこれを実現するため移相器 PS がHP5とM4の間に挿入されている。

90° 位相がずれている二つのホモダイン検知出力 V_1 、 V_2 を 2 チャンネル・デジタルオシロスコープ上に表示した様子を図 2 に示した。この例では超音波周波数は 28.3 MHz に選ばれている。

4. スペクトル分布の表示

パワー・スペクトル分布を求めるには、上記ホモダ

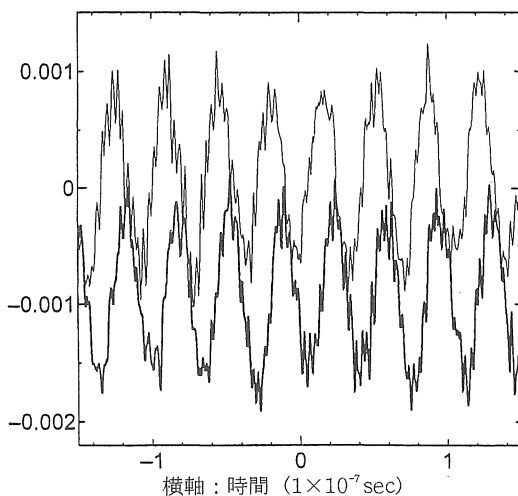


図 2 二つのホモダイン検知出力。 V_1 : 太線、 V_2 : 細線、縦軸: 検知出力 (任意目盛)

イン検知出力 $V_1(t)$ 及び $V_2(t)$ を GPIB を介してパソコンに転送し、(10) 式に従って先ず自己相関関数 $R_{ii}(\tau)$ 及び相互自己相関関数 $R_{ik}(\tau)$ を計算する。次に、それらをそれぞれ(8) 式及び(9) 式に代入して、自己パワー・スペクトル分布 $G_{ii}(\omega)$ 及び相互パワー・スペクトル分布 $G_{ik}(\omega)$ を計算する。最後に、 $G_{ii}(\omega)$ 及び $G_{ik}(\omega)$ を(9) 式に代入して上下側波帯のパワー・スペクトル分布 $S_s(\omega)$ を求める。

上記計算手順では $V_1(t)$ 及び $V_2(t)$ から一旦自己相関関数や相互自己相関関数を求めておく必要がある。これに対し、 $V_1(t)$ 及び $V_2(t)$ から解析信号 $V(t)$ を定義すれば、その複素フーリエ変換 $N(\omega)$ から直ちに $|N(\omega)|^2$ を求めることができる。すなわち、

$$V(t) = V_1(t) + jV_2(t) \quad (19)$$

$$N(\omega) = \int_0^T V(t) \exp(-j\omega t) dt \quad (20)$$

計算結果はアプリケーション・ソフト "Ngraph" を用いてパソコンのディスプレイ上に表示されるか、プリンターに出力される。

一例として、図 2 の信号をパソコンに取り込み、パワー・スペクトル分布を計算した結果を図 3 に示した。

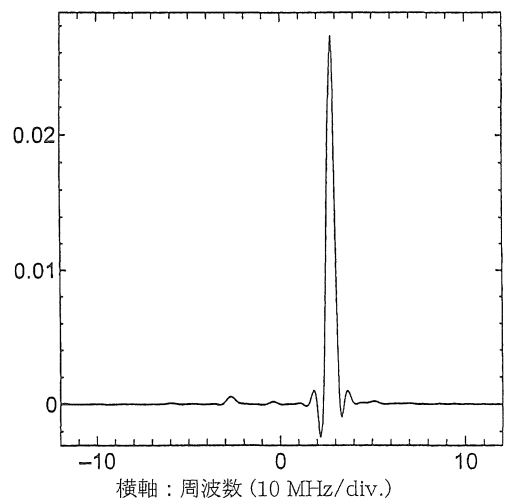


図 3 パワー・スペクトル分布。縦軸: 任意目盛

5. 討論および結論

実験に供したレーザー光のコヒーレンス長は15 m 程度といわれている（メーカー提供データ）。これをコヒーレンス時間に換算すると、 $15/(3 \times 10^8)$ 秒となり、これから発振光の周波数幅は ~ 20 MHz と見積もられる。しかしながら、二つの光ミキサ出力はいずれもホモダイン検知されているため、相互の位相差は観測時間の間ほぼ 90° に保たれている。

本実験では1回の測定で光ミキサ出力信号は1 Gs/s のサンプリング・レートで1000点の振幅が2バイト精度で取り込まれる。従って1回の観測時間 T は $T = 1000 \times 10^{-9}$ sec = $1.0 \mu\text{s}$ となるが、当初設定されたデータ取り込みシステムの関係で512点のデータが有効に取り込まれる。これらのデータから自己相関および相互相関を計算するとき、相関時間の有効最大値は512点の半分の256点位になる。従って、相関関数をフーリエ変換をするときの時間幅は $0.25 \mu\text{s}$ となり、これが周波数幅の細小値をきめる。従って、周波数の不確定度は $\Delta f \approx 4$ MHz 程度となる。本実験は光源から検知器までの距離がコヒーレント長に比べて非常に短い場合であるが、たとえコヒーレント長よりも長い場合でも、局発レーザー光の周波数が搬送波により注入ロック可能な場合には、周波数分解に関して上の議論が成り立つと考えられるが、実験で確認する必要がある。

結局、本システムにより搬送周波数が 5.64×10^{14} Hz、周波数幅が ~ 20 MHz のコヒーレント光波を用いて、搬送周波数から ~ 30 MHz シフトしたスペクトル成分を4 MHz 程度の周波数分解で測定可能であることを示した。周波数分解は観測時間を長くすることによりもっと小さくすることができる。

本システムのデータ処理はオフ・ラインで行われているため、応用上改善すべき点は残されているが、この点が克服されれば、波長分割多重通信への適用の可能性も

期待される。プラズマ診断の分野ではオフ・ラインのデータ処理でも十分使える。

6. 謝辞

本システムの試作に当ってはハード面では学部卒研究生ならびに修士課程大学院生の協力を得ました。またソフト面では本学の秦野教授に有益な助言を頂きました。ここに記して謝意を表します。

7. 参考文献

- 1) T. Tsukishima and O. Asada, "A Homodyne Method for Detecting Asymmetric Spectra in Electromagnetic Wave Scatterings from Plasmas", Jpn.J.Appl.Phys. Vol. 17, No.11, pp.2059-2060, Nov. 1978.
- 2) O. Asada, A. Inoue and T. Tsukishima, "Homodyne method for detecting asymmetric spectra", Rev. Sci. Instrum. Vol. 51, No.11, pp.1308-1313, Oct. 1980.
- 3) O. Asada, K. Yoshioka, A. Inoue and T. Tsukishima, "Observations of Dynamic Behaviour of Linear Turburently-Heated Plasma Using Microwave Scattering", Jpn.J.Appl.Phys. Vol. 20, No.1, pp.173-182, Jan.1981.
- 4) T. Tsukishima, I. Nishida, M. Nagatsu, H. Inuzuka, and K. Mizuno, "Dual homodyne detection system for measuring asymmetric spectra in the far-infrared regime", Rev. Sci. Instrum. Vol. 57, No.4, pp.560-565, April 1986.
- 5) M. Nagatsu, I. Nishida, H. Ohnishi, T. Tsukishima, S. Okajima, K. Mizuno, K. Kawahata, T. Tetsuka, J. Fujita, "Observation of Asymmetric Power Spectra of Density Fluctuations in the JIPP T-II U Plasma by Far-infrared Laser Scattering", Nuclear Fusion, Vol. 27, No.5, pp.753-763, May 1987.

(受理 平成12年3月18日)