

X線・EUV結像光学ニューズレター

No. 55 2023年3月発行

超高角度分解能の実現を目的としたX線撮像系、

「多重像X線干渉計」の開発現状

大阪大学大学院理学研究科 朝倉 一統

背景

X線天文学において、撮像系の角度分解能は最も重要な性能の一つである。1978年に打ち上げられたEinstein衛星が初めてX線望遠鏡を搭載して以降、近年のX線天文衛星はX線望遠鏡とX線CCDカメラからなる撮像系が主流となっているが、中でも最高の角度分解能を誇るのが1999年に打ち上げられたChandra衛星である。他のX線天文衛星と比較しても言葉通り桁違いの0.5秒角という角度分解能により、Chandra衛星はX線天体の空間構造の解明を中心に多くの科学的成果を捻出してきた。しかし、この性能を超える角度分解能を有するX線天文衛星は未だ実現しておらず、現在に至るまで長らく観測的進展がない状態が続いている。

この課題の解決に向けて、従来のX線望遠鏡とは異なるアプローチとして提唱されているのが干渉計である[1]。電波や赤外線帯域では、干渉計の導入により単一鏡の回折限界を大きく上回る角度分解能が達成された。2019年に発表されたEvent Horizon TelescopeによるBlack hole shadowの撮像結果も干渉計の角度分解能のポテンシャルを物語っている[2]。原理的にはX線干渉計も同等の高角度分解能を実現可能であり、地上原理実証実験では0.1秒角相当の角度分解能も達成済である[3]。一方で、実際には大気吸収を避けるべく宇宙空間での観測が必要な点も含め、長波長側の干渉計と比べてもX線干渉計には技術的課題が多く実現の目処はたっていない。

このような背景の中で、2016年に大阪大学の林田清准教授が発案した新原理の撮像系が「多重像X線

干渉計 (Multi-Image X-ray Interferometer Module: MIXIM)」[4]である。これまでに提案されてきた二つの光路を用意してX線を干渉させる干渉計とは異なり、MIXIMはTalbot干渉効果を利用した撮像系である。次節でその撮像原理について紹介する。

多重像X線干渉計の撮像原理

MIXIMの基本的な撮像原理はピンホールカメラと同等である。角度分解能向上のためにはピンホールの開口径を小さくすればいいのだが、小さくするにつれて回折の効果が無視できなくなり、段々と像がなまされてしまう。そこで、回折の影響を避けるべくTalbot干渉効果を利用する。開口部を周期的に多数並べたマスクを用意し、その下流側にX線検出器を配置する。波長 λ の単色平行X線が開口周期 d のマスクに入射した時、マスク・検出器間距離を z とすると、

$$z = \frac{md^2}{\lambda} \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

を満たす位置にTalbot干渉効果で自己像が生じる。そのため、目的とする波長に対しこの関係を満たす位置に検出器を配置すれば、その波長に関しては見かけ上回折の影響が消えることで撮像系が実質的にマルチピンホールカメラとして機能し、検出器面には光源の像が周期的に並ぶことになる(図1)。これらの周期的な像を重ね合わせていくことで、高い光子統計で光源の像を得る、というのがMIXIMの撮像手法である。仮に開口径が2 μm 、マスク・検出器間距離が50cmの場合、期待される角度分解能は約

0.4 秒角となり、超小型衛星の規模で Chandra を超える角度分解能が実現できる。また、ミッション規模に応じてマスク・検出器間距離を伸展させることで、更なる角度分解能の向上も達成可能、という点がMIXIMの特徴の一つである。

ここまでの話は第46号（2017年12月発行）でも既に報告しているが、大学院生を含む共同研究者の協力により、2017年時には芽吹いたばかりだったMIXIMは現在までの約5年間で大きな成長を遂げることができた。以降の節では、2017年からの具体的な開発進捗について述べていく。

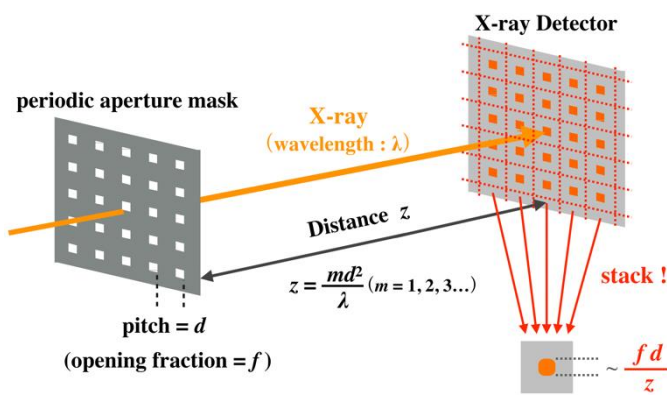


図 1：多重像 X 線干渉計の概念図。Talbot 効果で回折の影響を抑制することで、目的の波長において高角度分解能撮像を実現するのが目的である。

可視光用CMOS撮像素子の導入

2017年の原理実証段階では光源の「1次元」撮像を目標に、周期的な開口部をもつマスクとしてピッチ 4.8 μm、開口率0.5の回折格子を採用していた。この時、平行光を入射した場合のTalbot干渉効果による自己像は回折格子のピッチと同じく 4.8 μmの周期で並ぶため、検出器にはそれらを空間分解できるだけの位置分解能が求められる。また、一般的に天体から放射されるX線は連続光であることから、目的の波長のみを取り出せる分光性能も必要となる。従来のX線CCDの画素サイズでは上述の要求を満たせないため、我々は近年急速な発展を遂げている可視光用CMOS撮像素子のX線分光撮像への応用を考えた。第46号で言及していたGPixel社の可視光用素子

GSENSE 5130（画素サイズ 4.25 μm）に続き、2018年には同社から画素サイズ 2.5 μm の GMAX0505 が販売されたため、我々は先駆的にこれらの素子のX線に対する応答を評価した。その結果として GMAX0505は常温大気下でも分光性能が 176 eV @ 5.9 keV であること、及び光電子追跡法によってX線偏光撮像も可能であることを実証している[5]。また、複数ピクセルに信号電荷が跨ったX線イベントを利用したサブピクセル解析等を駆使することで更なる位置分解能の向上にも成功し、2018年度には放射光施設 SPring-8 の単色平行X線ビーム（λ = 0.1 nm）を用いてサブ秒角に相当する幅の干渉縞を取得することに成功した。

マルチピンホールマスクによる原理実証実験

上述の結果を受け、2019年には開口周期 9.6 μm の回折格子を直交させて「マルチピンホールマスク」を作成し、MIXIMによる初の2次元撮像を目的に SPring-8 にて実験を実施した。マスク・検出器間の距離が 92 cm（m = 1）、867 cm（m = 9）の状態を得られた光源の撮像結果を図2に示している。92 cm の段階で得られた像の幅は 0.5 秒角を切っており、1 m に満たないコンパクトな撮像系でも Chandra

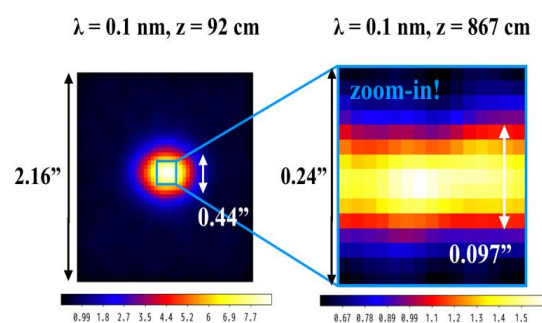


図 2：マルチピンホールマスクによる撮像結果 [6]。z = 867 cm では横・縦方向にそれぞれ 0.28 秒角、0.06 秒角の広がりをもつ光源の構造が分解できた。

と同等の角度分解能を有することを実証できている。

また、距離の伸展はズームアップに相当し、視野が狭くなる一方で角度分解能が向上する。本実験では 867 cm まで距離を伸ばすことにより、本来横方向に 0.3 秒角ほど広がっているビーム光源の構造が空間分解できるレベルの角度分解能に到達した。

MIXIMでは、 m が整数となる状態から波長や距離が変わると、得られる光源の像がなまされてしまう。実際、距離は一定のまま波長を $m = 1$ の状態から少しずつずらしながら同様に光源の撮像を行うと、像が次第になまされていく様子が観察できた。画像の中で最も明るい画素のイベント数を C_{max} 、最も暗い画素のイベント数を C_{min} として、結像の是非を評価するべく

$$Visibility = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}}$$

という値を定義すると、 $Visibility > 0.5$ となる条件は $\Delta m < \pm(10/m)\%$ であった。つまり、 $m=1$ であれば目的の波長からおよそ $\Delta\lambda = \pm 0.1\lambda$ まで波長帯域を広げても撮像が可能ということになる。一般に光子統計に乏しいX線天体の観測において、この観測帯域の広さは他のX線干渉計にはない重要な利点の一つである。

符号化マスクを応用した有効面積の向上

こうして無事 MIXIM の2次元撮像実証実験は成功裏に終わったが、残された課題も幾つかあった。その中でも重視すべき課題が、撮像系の有効面積の向上である。上述のようなマルチピンホールマスクは高い角度分解能を実現できる一方、開口率が低く入射光子の大部分がマスクに阻まれてしまう。天体からのX線フラックスは明るい天体でもせいぜい $1 - 10 \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、集光系ではないうえに限られた波長帯域で撮像を行う MIXIM にとって、これは致命的な問題である。そこで、これまで使用してきた周期的なピンホールマスクを周期的な「符号化マスク」に置換することを新たに着想した。符号化マスクパターンの最小要素はこれまでのピンホールと同等のサイズに保ったまま、符号化によって開口率を50%程度に上げることができれば、

角度分解能はそのままに大幅な有効面積向上が期待される。この場合、検出器で得られる像はマスクの開口パターンと光源分布の畳み込みになるが、開口パターンが既知であれば、復号して元の光源分布を再構成することができるはずである。

この新案が本当に成立するのだろうか、我々は2020年にこれまでと同じく SPring-8 で実証実験を実施した。要となる符号化マスクはLIGAプロセスによって製作し、開口周期は 12.5 μm 、パターンは 5×5 の MURA を採用した (図3)。

5x5 MURA

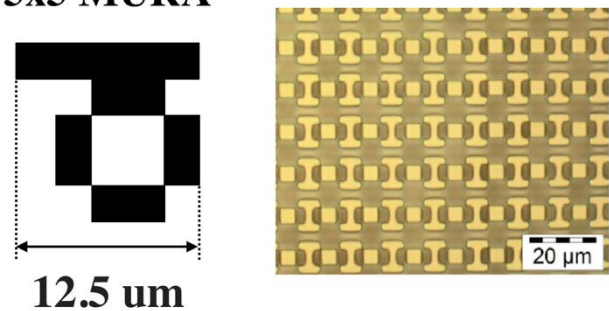


図3:符号化マスクパターンの原案(左)と、実際にLIGAプロセスで製作されたマスクの顕微鏡写真(右)。周期的にパターンが配置されていることが分かる。

このマスクをX線ビームの上流側、GMAX0505を下流側に配置し、両者の距離を 156 cm (波長 0.1 nm のX線に対して $m=1$ となる距離) に調整した。この状態で単色平行X線ビームを照射し、X線光源を撮像した結果を示したのが図4の左図である。見ての通り、MURAのような複雑なマスクパターンでも鮮明に自己像が取得できていることが分かる。

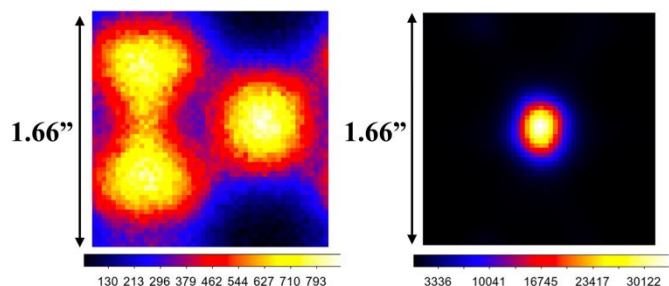


図4:符号化マスクで得られたTalbot干渉像(左)と、マスクパターンをもとに復号した光源分布の像(右)。マスクの開口周期が撮像系の視野に相当している。

また、マスクの正確なパターンを測定するべく、マスクと検出器を極力近づけた状態でX線ビームを照射し、マスクの「影絵」も取得した。この影絵を用いて復号を行った結果が図4の右図である。このマスクにより、Chandra 衛星と同等の角度分解能を保持したまま、MIXIMの有効面積はマルチピンホールマスク使用時の25倍近くまで上昇した。マスクのパターンや復号アルゴリズムの最適化等、残された課題も幾つかあるが、周期的な符号化マスクの採用は MIXIM に大きな恩恵をもたらしたと言える。

今後の展望

ここで紹介させていただいた内容以外にも、将来的な衛星搭載にむけた駆動ボードの開発や撮像素子の放射線耐性試験等、様々な点で開発進捗があった。一方で、実際のX線天体の観測にむけて考慮すべき課題もまだ数多く存在し、現在それらへの対応策を検討中である。特に衛星の具体的な設計案等、実現にむけた計画検討は、それぞれの専門分野の方々と協力して進める必要があると感じている。

また、MIXIM の発案は位相コントラスト撮像のS/N 向上を目的とした、天文学とは直接的な繋がりのない実験が契機であった。これと同じように、MIXIM が天文学以外の分野にも応用できる事例がないか、模索していきたいと考えている。この点に関しては、幅広い分野の専門家から成るX線・EUV結像光学研究グループの方々に、助言・提案を賜えると幸いである。

謝辞

初めに、本稿で報告した研究成果は林田清、野田博文、松本浩典、常深博（大阪大学）、中嶋大（関東学院大学）、粟木久光（愛媛大学）、小高裕和（東京大学）をはじめとする多くの先生方（敬称略）、そして共にこれまでの実験を支えてくれた大学院生の協力のもと得られたものであり、ここに深謝の意を表す次第である。

本稿の主題であるMIXIMの発案者であり、これまで日本のX線天文業界を牽引されてきた林田清准教

授は、2021年10月にご逝去された。2017年に研究室に配属されて以来、黎明期から MIXIM の開発に携わってきた筆者は、その過程で林田先生から多くのご指導を賜ることができた。林田先生は常に新たな手法を開拓する姿勢を崩さない方であり、新原理の撮像系である MIXIM はその象徴の一つと言える。先例がない故に試行錯誤しながら大学院生と実験を進める先生は、途中の苦難も含めて楽しんでいらっしゃるように見え、筆者にとってはその姿が印象的だった。筆者を含め、MIXIMの開発に従事してきた大学院生はその背中を見てきたからこそ、自発的に研究に取り組み同様に実験を楽しんでいたし、その姿勢が本稿で述べた進捗に繋がったと感じている。末筆ながらこの場をお借りして、林田先生のご冥福を心からお祈り申し上げたい。

また、本研究は SPring-8 BL20B2 を利用しており、JSPS 科研費（16K13787, 18K18767, 20H00176, 20J20685）、及び三菱財団自然科学研究助成の支援のもと遂行された。

参考文献

- [1] P. Uttley et al. *Exp. Astron.*, 51, 1081, (2021)
- [2] EHT Collaboration et al. *ApJL*, 875, L2 (2019)
- [3] W. Cash et al. *Nature*, 407, 160 (2000)
- [4] K. Hayashida et al. *SPIE Proc.*, 9905, 1563 (2016)
- [5] K. Asakura et al. *JATIS*, 5, 035002 (2019)
- [6] K. Asakura et al. *SPIE Proc.*, 11444, 114441D (2020)

Scattering Field Theory in Medium with Dielectric Dispersion

Kenjiro Kimura^{1,2}

Noriaki Kimura²

¹Center for Mathematical and Data Sciences, Kobe University,

²Integral Geometry Science Inc.

1. Introduction

Water is contained in a living body, and the permittivity changes considerably at approximately 10 GHz. The wave frequency employed for high-resolution Radar inspection of the internal regions comprising a living body has been gradually increasing, and in the most recent our systems of microwave mammography [1-2], the frequency of the signal source is 18 Gbps. In Ultra-wideband radar systems using such frequency regions, performing inverse scattering analysis for cases involving a dielectric dispersion is essential. In this paper, the already developed scattering field theory [3], which is a universal theory for three-dimensional imaging using all kinds of waves such as electromagnetic waves, and elastic waves, and essentially includes the mathematical theory for synthetic aperture radar, X-ray computed tomography and Magnetic Resonance Imaging, is extended to the case involving a dielectric dispersion essential for microwave subsurface imaging. A method of pseudo-differential operators is

used to derive the equations for multi-static and monostatic scattering fields. Debye's formula is used for modelling the dielectric dispersion. The solution of the derived partial differential equation considering a scattering field can be obtained using measured data from the curved surface.

2. Frequency dependence of permittivity

Considering the resolution and transmission distance, the frequency band used for microwave mammography is 1 GHz – 20 GHz. However, water, of which the living body is composed of at a high ratio, causes dielectric dispersion in this frequency region [4,5]. The permittivity in the 14 GHz – 20 GHz region is approx. 60% of the permittivity occurring in the 1 GHz – 5 GHz region. The frequency dependence of the Debye permittivity is given as follows:

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega) &= \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau} \\ \varepsilon(0) &= \varepsilon_s \\ \varepsilon(\infty) &= \varepsilon_{\infty}\end{aligned}\tag{1}$$

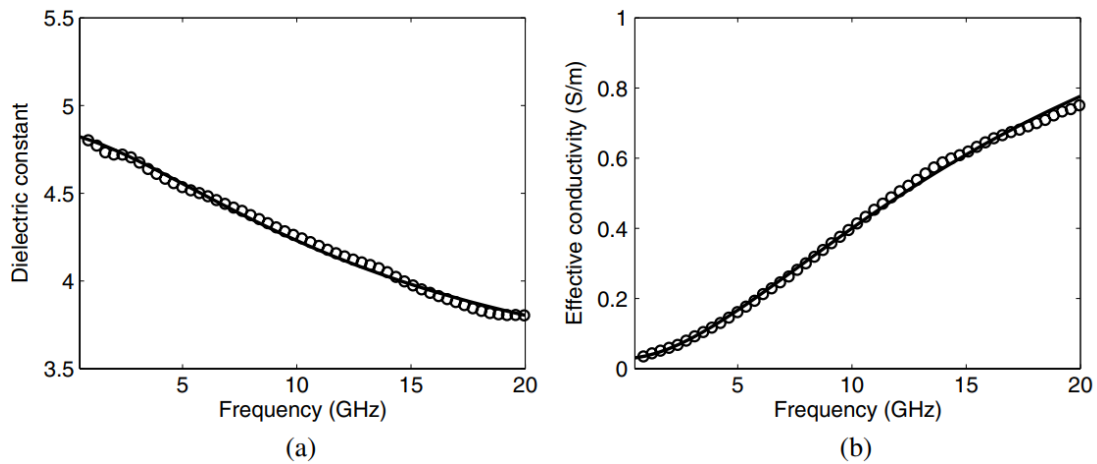


Fig.1: Microwave dielectric properties of normal breast tissues : a low-water-content sample. Reprinted from [4].

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega) &= \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2 \tau^2} - i \frac{\omega \tau (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ \varepsilon_r(\omega) &= \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2 \tau^2} = a + \frac{b}{1 + \alpha \omega^2}\end{aligned}\dots(2)$$

Where ω is the angular frequency, τ is the relaxation time which corresponding to the time need for electric dipoles to orient in the direction of an electric field and a, b and α are constants. The constant a is the constant value of the dielectric permittivity at sufficiently high frequencies

($= \varepsilon_\infty$), b is the dielectric strength ($= \varepsilon_s - \varepsilon_\infty$) and α is the relaxation time squared ($= \tau^2$).

Then, velocity of light depends on permittivity, and frequency is expressed by wave number k and factor a, b and α in Eq. (2).

$$c(\omega) = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r(\omega)}} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}f &= \frac{1}{2\pi} \omega = \frac{1}{2\pi} c(\omega) k \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{-(a+b-c_0^2 \alpha k^2) + \sqrt{(a+b-c_0^2 \alpha k^2)^2 + 4a\alpha c_0^2 k^2}}{2a\alpha}}\end{aligned}\dots(4)$$

When the frequency is $\omega = 2\pi f$ the wave equation is given as follows:

$$\begin{aligned}(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2) \phi(t, x, y, z) \\ - \frac{1}{c(\omega)^2} \partial_t^2 \phi(t, x, y, z) = 0\end{aligned}\dots(5)$$

However, when a dielectric dispersion exists, the representation of a wave without a fixed frequency requires the solution of more than one wave equation. This results from the fact that the motion of the molecule (dipole) that causes the dielectric dispersion must be considered in the wave representation. The equation where the above frequency f is represented using the wave number k in space plays an important role in solving the inverse scattering problem in a disperse medium.

3. Pseudo-differential operator

Here, we explain the pseudo-differential operator in partial differential equation theory. Functions in the n -dimensional Euclidean space R^n are treated in this chapter. The following symbols are used in this treatment.

$$\begin{aligned}x &= (x_1, x_2, \dots, x_n) \\ y &= (y_1, y_2, \dots, y_n) \\ \xi &= (\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n) \\ \alpha &= (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n) \\ D^\alpha &= (-i\partial_1)^{\alpha_1} \dots (-i\partial_n)^{\alpha_n}\end{aligned}\quad (6)$$

Consider the linear differential operator for a constant coefficient that is given as follows:

$$P(D) = \sum_\alpha a_\alpha D^\alpha \quad (7)$$

This operator acts on a smooth function u with a compact support on R^n , as indicated by the following equation:

$$P(D)u(x) = \sum_\alpha a_\alpha D^\alpha u(x) \quad (8)$$

Fourier transformation of the above equation yields a simple multiplication that is a polynomial referred to as a symbol, which is given as follows:

$$P(\xi) = \sum_\alpha a_\alpha \xi^\alpha \quad (9)$$

Fourier transformation of the above equation yields the following relation.

$$\begin{aligned}P(D)u &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{R^n} \int_{R^n} e^{i(x-y)\xi} P(\xi) u(y) dy d\xi \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{R^n} e^{ix \cdot \xi} P(\xi) \tilde{u}(\xi) d\xi\end{aligned}\quad (10)$$

By generalizing this equation, the operator $P(x, D)$ is defined even for general polynomials where the symbol contains x . That is,

$$P(x, D)u = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{R^n} e^{ix \cdot \xi} P(x, \xi) \tilde{u}(\xi) d\xi \quad (11)$$

This $P(x, D)$ is referred to as a pseudo-differential operator. Furthermore, a partial differential equation like the following equation is solved for $u(x)$.

$$P_1(D)u(x) = P_2(D)f(x) \quad (12)$$

When the both sides of the above equation are Fourier transformed, the following relation is obtained.

$$P_1(\xi)\tilde{u}(\xi) = P_2(\xi)\tilde{f}(\xi) \quad (13)$$

This relation can be rewritten as follows:

$$P(D)u = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{R^n} e^{ix \cdot \xi} \frac{P_1(\xi)}{P_2(\xi)} \tilde{u}(\xi) d\xi = f(x) \quad (14)$$

This $P(D)$ is also a pseudo-differential operator, and hence the above equation can be rewritten as follows:

$$P(D) = \frac{P_1(D)}{P_2(D)} \quad (15)$$

The idea of a pseudo-differential operator and the concepts of (among others) a rational polynomial associated with a normal differential operator and non-integer exponentiation can then be introduced.

4. Inverse problem of scattering in medium with dielectric dispersion — Theory for multistatic inverse scattering on curved surface —

Taking a multistatic measurement on a curved surface as a typical example, the inverse problem of scattering in a medium with dielectric dispersion is described as follows. Consider the case where an array antenna arranged on a curve is scanned along the curve. The array antenna is

arranged on the curve with a fixed X coordinate (Fig. 2). This arrangement is considered a quite realistic assumption for application of the antenna to microwave mammography. Due to the dielectric dispersion, $\omega = c(\omega)k$ holds, where $c(\omega)$ is the propagation speed and k is the wave number. Furthermore, $k = 2\pi/\lambda$ where λ is the wavelength. Wave radiated from a “transmitting point virtually set inside the object space” is scattered, and the wave arriving at a “receiving point done at another position inside the space” is defined as a scattering field [3]. A function ϕ which shows a sum of the scattering field, is introduced as follows:

$$\begin{aligned} & \phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, \omega) \\ &= \iint_D \frac{e^{ik\rho_1}}{\rho_1} \frac{e^{ik\rho_2}}{\rho_2} \varepsilon(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \\ & \rho_1 = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y_1-\eta)^2 + (z_1-\zeta)^2} \\ & \rho_2 = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y_2-\eta)^2 + (z_2-\zeta)^2} \end{aligned} \quad (16)$$

Here, the assumption was that the time factor is proportional to $\exp(-i\omega t)$. In the previous report [3], $\phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, \omega)$ satisfies the following equation:

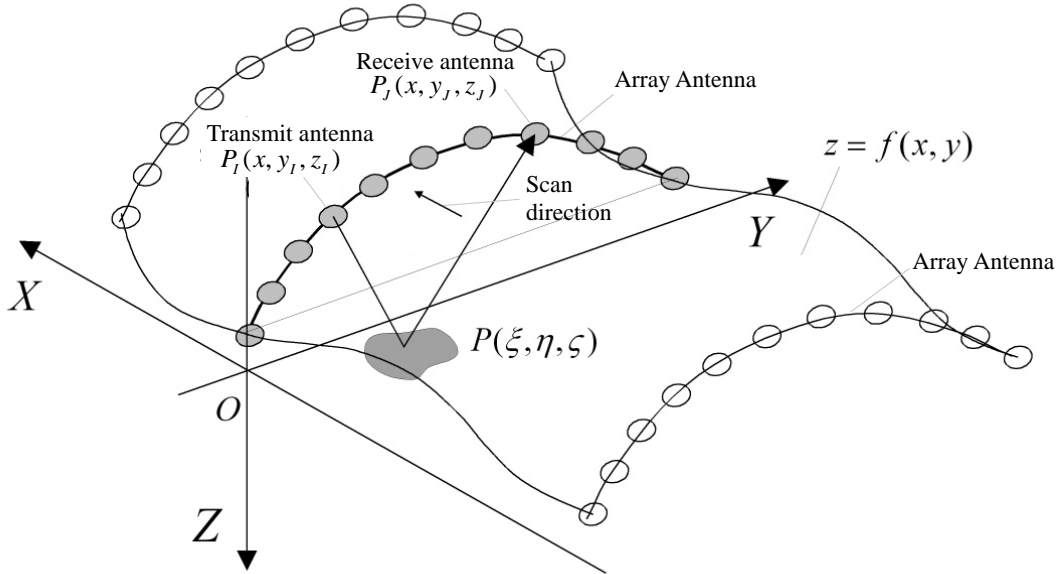


Fig.2: Arrangement of the array antenna on the curved surface. Gray circles correspond each transmit antennas or receive antennas.

$$\left[\frac{1}{4} \Delta_5^2 - (ik)^2 \partial_x^2 - (\partial_{y_1}^2 + \partial_{z_1}^2)(\partial_{y_2}^2 + \partial_{z_2}^2) \right] \phi = 0$$

$$\Delta_5 = \partial_x^2 + \partial_{y_1}^2 + \partial_{y_2}^2 + \partial_{z_1}^2 + \partial_{z_2}^2 \quad (17)$$

The propagation speed of radio waves depends on the frequency; thus, simple derivation of the time-dependent wave equation from this equation is impossible (unlike the case considered in the previous report [3]). Instead, the time-dependent partial differential equation is derived using the method for pseudo-differential operators above-described.

$$\omega \rightarrow i \partial_t \quad (18)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(a + \frac{b}{1 + \alpha \omega^2} \right) \rightarrow \frac{-\partial_t^2}{c_0^2} \left(a + \frac{b}{1 - \alpha \partial_t^2} \right) \quad (19)$$

The equation of a scattering field in a medium with dielectric dispersion is expressed as follows:

$$\left[\frac{1}{4} \Delta_5^2 - \frac{\partial_t^2}{c_0^2} \left(a + \frac{b}{1 - \alpha \partial_t^2} \right) \right] \partial_x^2$$

$$- (\partial_{y_1}^2 + \partial_{z_1}^2)(\partial_{y_2}^2 + \partial_{z_2}^2) \phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, t) = 0$$

$$\Delta_5 = \partial_x^2 + \partial_{y_1}^2 + \partial_{y_2}^2 + \partial_{z_1}^2 + \partial_{z_2}^2 \quad (20)$$

As the solution, this equation can include a general time-dependent function that is formulated by synthesizing the solutions at fixed frequency and satisfies equation (17) at each frequency. This is the basic equation of a scattering field with dielectric dispersion. Starting from equation (17) where the frequency is fixed, we obtain the equation of a scattering field. First, we will briefly review the contents of the previous report [3]. In order to solve equation (17), the following Fourier transform is conducted for each k .

$$\tilde{\phi}(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, z_1, z_2, \omega)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} dt \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_{y_1} y_1} dy_1 \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_{y_2} y_2} dy_2$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_x x} \phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, t) dx \quad (21)$$

We substitute D_{z_1} and D_{z_2} for ∂_{z_1} and ∂_{z_2} for the differentiation with respect to z respectively, and the following equation is obtained from equation (17).

$$\{ (D_{z_1}^2 + D_{z_2}^2 - k_x^2 - k_{y_1}^2 - k_{y_2}^2)^2 - 4k^2 k_x^2 - 4(D_{z_1}^2 - k_{y_1}^2)(D_{z_2}^2 - k_{y_2}^2) \} \tilde{\phi} = 0 \quad (22)$$

The basic solution $E(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, z_1, z_2)$ is given as:

$$E(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, z_1, z_2) = \exp(is_1 z_1) \exp(is_2 z_2) \quad (23)$$

Substituting equation (23) into equation (22) yields the following equations for s_1 and s_2 .

$$(s_1^2 + s_2^2 + k_x^2 + k_{y_1}^2 + k_{y_2}^2)^2 - 4k^2 k_x^2 - 4(s_1^2 + k_{y_1}^2)(s_2^2 + k_{y_2}^2) = 0 \quad (24)$$

From the requirements of the scattering field equations (Appendix) for the case $z_1 = z_2$,

$$s_1 + s_2 = \sqrt{(\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2})^2 - k_x^2} \quad (25)$$

From equation (24) and equation (25), the functions s_1 and s_2 are derived as follows:

$$s_1(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) = \frac{\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} \sqrt{(\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2})^2 - k_x^2}}{\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2}}$$

$$s_2(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) = \frac{\sqrt{k^2 - k_{y_2}^2} \sqrt{(\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2})^2 - k_x^2}}{\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2}} \quad (26)$$

The solution for equation (17) is given as follows.

$$\phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, k)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)}$$

$$\times a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) e^{is_1(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) z_1} e^{is_2(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) z_2} dk_x dk_{y_1} dk_{y_2} \quad (27)$$

The function $a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k)$ must then be related to the measured data. For example, suppose that the equation of a cross-section curve S at fixed x is given as follows (Like in Fig. 2). Then consider a curved surface, which is non-curved in the x direction but the cross-section is parabolic in the y direction. This surface can be described by the

following relation:

$$z = f(y) = \alpha y^2 \quad (28)$$

If the value $\phi(x, y_1, y_2, \alpha y_1^2, \alpha y_2^2, k)$ of is obtained on the curved surface, the following integral equation is obtained.

$$\begin{aligned} & \phi(x, y_1, y_2, \alpha y_1^2, \alpha y_2^2, k) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)} a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) \\ & \quad \times e^{i\alpha \{s_1(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) y_1^2 + s_2(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) y_2^2\}} dk_x dk_{y_1} dk_{y_2} \end{aligned} \quad (29)$$

As described in a previous report, $a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k)$ is obtained in the following way. The data $\phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, k)$ measured at points P₁ and P₂ on a curved surface (Fig. 2) is calculated from the Fourier transformed $\Phi(k_x, y_1, y_2, k)$ as follows:

$$\Phi_{1,2}(k_x, y_1, y_2, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t - ik_x x} \phi(x, y_1, y_2, z_1, z_2, t) dt dx \quad (30)$$

Afterward, $a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k)$ is calculated as follows:

$$\begin{aligned} a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) &= \sum_{I,J} a_{I,J}(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) \\ &= \sum_{I,J} e^{i(k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)} e^{-is_1(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) z_1} e^{-is_2(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) z_2} \\ & \quad \times \Phi(k_x, y_1, y_2, \omega) \end{aligned} \quad (31)$$

In this case, the reconstructed image, which corresponds to the limit of the scattering field function with the transmitting point and receiving point converging to the same point, is obtained by integrating the following equation for k or ω .

$$\begin{aligned} & \phi(x, y, y, z, k) = \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} [\phi(x, y_1, y, z, k)] \\ &= \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)} a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) \right. \\ & \quad \left. \times e^{i\{\sqrt{(k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{(k^2 - k_{y_2}^2)} - k_x^2\} z} dk_x dk_{y_1} dk_{y_2} \right] \end{aligned} \quad (32)$$

In the limit of $z_1 = z_2 \rightarrow z$, the solution of equation (27) converges to the solution in the scattering inverse problem at $z_1 = z_2$ described in Appendix. Therefore, a variable k_z is introduced as following first eq. in equations (33). Here, an equation expressing k as a function of k_z and the

corresponding differentiated function are also shown as following second eq. and third eq. in equations (33).

$$\begin{aligned} k_z &= \sqrt{\left(\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2}\right)^2 - k_x^2} \\ k &= \frac{1}{2} \sqrt{k_x^2 + k_z^2 + \frac{(k_{y_1}^2 - k_{y_2}^2)^2}{k_x^2 + k_z^2} + 2(k_{y_1}^2 + k_{y_2}^2)} \quad (33) \\ \frac{dk}{dk_z} &= \frac{k_z \sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} \sqrt{k^2 - k_{y_2}^2}}{k(k_x^2 + k_z^2)} \end{aligned}$$

The relation between the wave number k and the frequency ω is given as follows: From eq. (4), ω is given as follows:

$$\omega = \sqrt{\frac{-(a+b-c_0^2 \alpha k^2) + \sqrt{(a+b-c_0^2 \alpha k^2)^2 + 4a\alpha c_0^2 k^2}}{2a\alpha}} \quad (34)$$

Where,

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{c_0^2 k + \alpha c_0^2 \omega^2 k}{(a+b)\omega + 2a\alpha \omega^2 - \alpha c_0^2 \omega k^2} \quad (35)$$

The image function $\rho(x, y, z)$ of the reconstruction results, which corresponds to the limit of the scattering field function ϕ with the transmitting point and receiving point converging to the same point, is expressed using equation (32) and equation (33) as follows:

$$\begin{aligned} \rho(x, y, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y, y, z, k) dk \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} [\phi(x, y_1, y, z, k)] dk \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)} a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) \right. \\ & \quad \left. \times e^{i\{\sqrt{(k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{(k^2 - k_{y_2}^2)} - k_x^2\} z} dk_x dk_{y_1} dk_{y_2} \right] dk \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)} e^{ik_z z} \right. \\ & \quad \left. \times a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k) \left(\frac{dk}{dk_z} \right) dk_x dk_{y_1} dk_{y_2} dk_z \right] \end{aligned} \quad (36)$$

The measured data included in the definition $a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}, k)$ depends on ω rather than on k , so the abovementioned k - ω conversion is necessary. Moreover, the effect of the dielectric dispersion is incorporated at this juncture. The reconstruction image, which is obtained by integrating for ω , is described by the following equation: The equation of

dielectric dispersion is required here as well.

$$\begin{aligned}
\rho(x, y, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y, y, z, k) d\omega \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} [\phi(x, y_1, y, z, k)] d\omega \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_y y)} a(k_x, k_{y_1}, k_y, k) \right. \\
&\quad \times e^{i[\sqrt{k^2 - k_{y_1}^2} + \sqrt{k^2 - k_y^2} - k_x^2]z} dk_x dk_{y_1} dk_y \left. \right] d\omega \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \text{Lim}_{y_1 \rightarrow y} \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_y y)} e^{ik_z z} \right. \\
&\quad \times a(k_x, k_{y_1}, k_y, k) \left. \left(\frac{dk}{dk_z} \right) \left(\frac{d\omega}{dk} \right) dk_x dk_{y_1} dk_y dk_z \right] \\
&\hspace{15em} (37)
\end{aligned}$$

5. Conclusion

Although the analysis described above is valid for multistatic scattering analysis, the same is true for monostatic scattering analysis. Therefore, consideration of the dielectric dispersibility in the analysis of a scattering field is essential to avoid decreases of the spatial resolution on a reconstructed image.

6. Reference

- [1] Kenjiro Kimura, Noriaki Kimura. Multi-static Inverse Wave Scattering Theory and Microwave Mammography. Systems, Control and Information 2020; 64: 87-91.
- [2] Kenjiro Kimura, Ayaka Hirai, Akari Inagaki, Yoshiharu Nakashima, Takayoshi Yumii, Noriaki Kimura. Development of multistatic scattering field theory and actualization of microwave mammography. JSMI Report. 2022; 15(2): 17-24.
- [3] Kenjiro Kimura, Noriaki Kimura. Inverse Scattering field theory. Research Institute of Mathematical Sciences, Inverse Problem with Partial Differential Equation, its Application and Further Development. Kyoto University RIMS Kokyuroku. 2021; 2186: 75-86.
- [4] Mariya Lazebnik, Dijana Popovic, Leah

McCartney, Cynthia B Watkins, Mary J Lindstrom, Josephine Harter, Sarah Sewall, Travis Ogilvie, Anthony Magliocco, Tara M Breslin, Walley Temple, Daphne Mew, John H Booske, Michal Okoniewski, Susan C Hagness. A large-scale study of the ultrawideband microwave dielectric properties of normal breast tissue obtained from reduction surgeries. Phys. Med. Biol. 2007; 52: 2637-2656.

- [5] Akari Inagaki, Masayuki Maezawa, Kenjiro Kimura, Hirokazu Tanino, Shintaro Takao, Kazuhiko Yamagami, Koji Okamoto, Tomonari Kunihisa, Yuki Mima, Kyoji Doi, Noriaki Kimura. Study on Average relative permittivity and microwave mammography image. The 67th JSAP Spring Meeting. 2020; 13a-A408-9

7. Acknowledgement

This work was supported by Grant-in-Aid for Transformative Research Areas in Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology – Japan.

8. Appendix

- Scattering inverse problem for $z_1 = z_2$ -

Consider the problem when the z - coordinates of the transmitting and receiving points are equal. In this case, a five-dimensional space-time partial differential equation of t, x, y_1, y_2 and z is obtained. Then, the scattering field function ϕ corresponding to the received signal can be expressed by the following formula.

$$\begin{aligned}
\phi(x, y_1, y_2, z) &= \iint_D \frac{e^{ik\rho_1}}{\rho_1} \frac{e^{ik\rho_2}}{\rho_2} \varepsilon(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta \\
\rho_1 &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y_1-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \\
\rho_2 &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y_2-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \\
&\hspace{15em} (38)
\end{aligned}$$

The following equation is obtained for ϕ .

$$\begin{aligned}
\left[\Delta_4^2 - 4(ik)^2 (\partial_x^2 + \partial_z^2) - 4\partial_{y_1}^2 \partial_{y_2}^2 \right] \phi &= 0 \\
\Delta_4 &= \partial_x^2 + \partial_{y_1}^2 + \partial_{y_2}^2 + \partial_z^2 \\
&\hspace{15em} (39)
\end{aligned}$$

The solution of this equation is derived as follows.

$$\begin{aligned}
& \phi(x, y_1, y_2, z, k) \\
&= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k_x x + k_{y_1} y_1 + k_{y_2} y_2)} a(k_x, k_{y_1}, k_{y_2}) \quad (40) \\
& \quad \times e^{i\{\sqrt{(k^2 - k_{y_1}^2 + \sqrt{(k^2 - k_{y_2}^2)^2 - k_x^2})} z\}} dk_x dk_{y_1} dk_{y_2}
\end{aligned}$$

会議報告「SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2022」

関東学院大学・理工学部 中嶋 大

2022年の SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation (以降 AT+I)は、7月17日から23日にかけてモンリオール国際会議場にて開催された(図1)。本ニュースレターの読者の多くはよくご存知のとおり、この会議は国際光工学会 (SPIE: The International Society for Optical Engineering)が2年に一度開催している研究集会である。天文・宇宙物理に関連する観測技術を、電磁波のみならず宇宙線や重力波まで、また検出器の基礎開発から大型ミッションまでを広くカバーする。前回2020年の会議は横浜で開催する予定であったがコロナ禍の影響によりオンライン開催となったため、今回は4年ぶりに、ごく一部の講演を除いて対面での開催となった。過去のAT+Iと同様の規模となり、12の分科会で合計2000件以上もの講演が発表された。



図 2: 会場のモンリオール国際会議場。セント・ローレンス川がすぐ近くを流れ、チャイナタウンが隣りにある。

今回筆者は、50kg級の超小型衛星を用いて地球磁気圏を世界で初めてX線撮像するGEO-X (GEOspace X-ray imager) 計画[1]の検出器開発[2]について、その開発状況を報告するために参加し

た。GEO-X は太陽風に含まれる高階電離イオンと地球外圏の中性水素との間の電荷交換反応により生じるX線を観測する。これまでの大型X線天文台では遠方天体の観測データに前景放射として含まれていた。GEO-X では超小型衛星を月付近の軌道に投入して地球磁気圏を俯瞰的に観測することで地球磁気圏を可視化する。特に昼側地球を観測するため可視光バックグラウンドの低減が必須であり、そのため筆者らは CMOS イメージセンサによる高速低雑音読み出しを行うことで、2keV未満の軟X線帯域において複数の電荷交換反応由来の輝線を分解する。

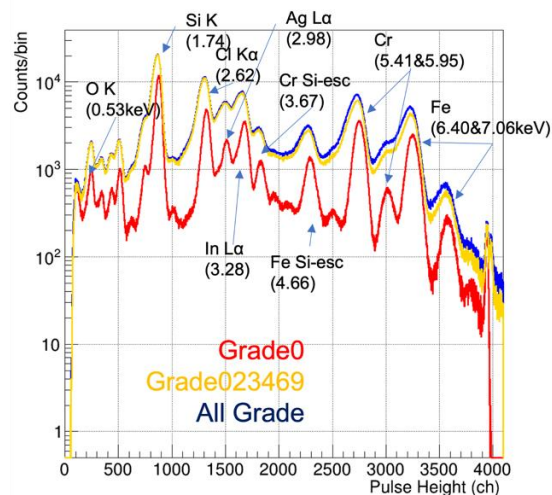
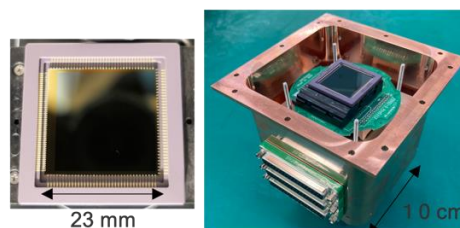


図 3: 超小型衛星 GEO-X 検出器部分の筐体とフライト候補センサ(上段)。冷却状態の CMOS センサで得られた多色 X 線スペクトル(下段)。

図2に、現在フライトモデル候補の素子とそのカメラ筐体を示す。X線発生装置と二次ターゲットを用いた多色X線発生システムを構築し、1keV未満の複数の輝線を用いて分光性能を評価した。その結果、 -35°C 程度に冷却することで、複数の輝線を分解することが可能であることを実証した。今回の会議では、GEO-X計画全体の講演や、MEMS望遠鏡など観測装置のコンポ別の講演も行った[3]。2024年ころから始まるとされる太陽極大期中の打ち上げを目指して開発を進めている。

AT+I では毎朝 plenary session があり、世界が注目する大型ミッションあるいはトップサイエンスについて、総まとめと言えるような発表と議論が行われる。今回の会議では、可視光から中赤外線の帯域を観測する JWST (James Webb Space Telescope)や、0.3-10keVで高感度全天走査観測を行っている SRG/e-ROSITA といった大型天文台について、最新の観測成果が報告された。

JWST は会議のおよそ半年前の2月に打ち上げられ、会議の一週間ほど前には arXiv にコミッショニング期間の総括的な報告があったばかりというタイミングであった。300を超える数の単一障害点をクリアした上で望遠鏡の展開が完了し、当初の想定を上回る結像性能で観測できている[4]という素晴らしい報告は盛大な拍手で迎えられた。

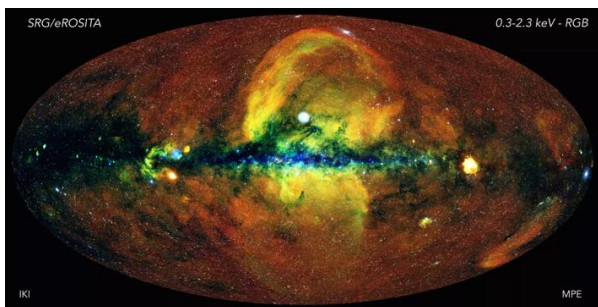


図4：SRG/e-ROSITAの全天X線画像。当初予定していた全天走査観測の半分が完了した。

e-ROSITA はドイツMPEとロシアの協力計画ということで、予定している8回の全天走査のうち4回分が完了したものの、その後直近の半年間はほと

んど活動が止まっているという難しい状況であった。とはいえ、図3のような非常に美しい全天X線マップをはじめ数多くの成果が報告されていた[5]。

個々の分科会においては、主にX線やガンマ線の人工衛星搭載機器開発に関するセッションを中心に参加したが、その中でも個人的に刺激を受けた話題を紹介する。

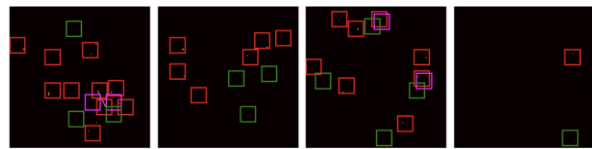
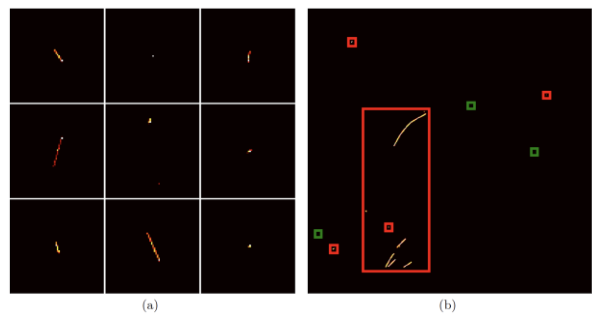


図5：(a) Geant4によるAthena/WFI検出器と宇宙線粒子の相互作用シミュレーション。(b)シミュレート画像の全体。赤四角が粒子イベントで緑四角がX線によるイベント。(下段)畳み込みニューラルネットワークを用いた機械学習で識別したイベント。マゼンタは荷電粒子とX線の両方を含むと判断された領域。

宇宙X線、とりわけ2keV以上の帯域における高感度撮像分光のためには、宇宙線などによる非X線バックグラウンドの低減が鍵となる。D. WilkinsらはAthena/WFI検出器を例としてGeant4によるシミュレートデータを作成し、それに含まれるX線イベントと荷電粒子イベントを機械学習によって選別した[6]。

まず画像全体にわたり波高値を規格化し、畳み込みニューラルネットワークを用いた機械学習によりX線イベント・荷電粒子イベント・その両方を含む領域(ROI: region of interest)を特定する(図4)。さ

らにUNETアルゴリズム[7]を基にしてピクセルごとの分類づけを行い、最後にイベントごとに「宇宙線である確率」を計算し、その数値をイベントリストに加える。100万ものデータによる機械学習の結果、従来のバックグラウンド除去法(ASCA グレードと呼ばれるイベント判別法を用いたもの)と比べて、X線スペクトル中に混入する荷電粒子バックグラウンドが30%ほど低減した。この方法は WFI のみならず CCD や CMOS といったX線イメージセンサに汎用的に用いることができるものであり、今後実用化される可能性が高いと考えられる。

Open University では、初期宇宙におけるガンマ線バーストを観測する THESEUS (Transient High Energy Sources and Early Universe Surveyor) 衛星搭載軟X線 (0.3-5keV) 撮像検出器(SXI)として CMOS センサの開発を進めている。

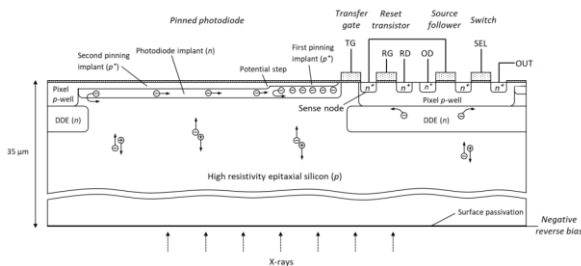


図 6 : THESEUS/SXI 用 CMOS センサの断面図。"second pinning implant" 領域を設けることで、信号電荷は電荷転送ゲートのごく近傍に集められ、残像を低減することに成功している。

裏面照射型でピクセルサイズは $40\mu\text{m}$ 四方、 $35\mu\text{m}$ の厚い空乏層が特徴である。大きいピクセルサイズのCMOSでは信号電荷も大きく広がるため、読み出した後の次のフレーム画像に残像が生じることが知られている。これを低減させるため、ピクセル内の大部分に追加の p+ 層 (second pinning implant) を設ける(図5)ことで pinned photodiode 内部に電場を形成し、信号電荷を非常に狭い領域に集中させている[8]。

最新の素子ではゲインが $70\mu\text{V}/e^-$ と高く、分光性能が 153eV (半値全幅)@ 5.9keV 、読み出し雑音 2.6

e^- RMS と優れた雑音性能を示している。今後はオンチップに可視光遮断フィルタを実装した素子が開発される予定で、その性能が注目される。一方で暗電流の温度依存性や放射線耐性の測定はこれからということで、衛星搭載機器としての開発がこれからも続けられる見込みである。

次回2024年の会議は、6月15-20日の日程で横浜にて開催される予定である。特に、2023年度打ち上げ予定のXRISM衛星については、軌道上性能など数多くの結果が報告できるだろう。国内の関係者の方々に積極的に参加していただき、会議を盛り上げることができればと期待している。

参考文献

- [1] Y. Ezoe et al. "GEO-X (GEOspace X-ray imager)", Proc. SPIE, 12181, 1218124 (2022).
- [2] H. Nakajima et al. "Development of the focal-plane CMOS detector for the GEO-X mission", Proc. SPIE, 12181, 121812C (2022).
- [3] M. Numazawa et al. "Ultra-lightweight x-ray telescope fabricated with multiple MEMS technologies for GEO-X mission", Proc. SPIE, 12181, 121815G (2022).
- [4] L. D. Feinberg et al. "Commissioning the James Webb Space Telescope optical telescope element", Proc. SPIE, 12180, 121800T (2022).
- [5] P. Predehl et al. "The x-ray telescope eROSITA on SRG", Proc. SPIE, 12181, 1218103 (2022).
- [6] D. Wilkins et al. "Reducing the background in x-ray imaging detectors via machine learning", Proc. SPIE, 12181, 121816S (2022).
- [7] O. Ronneberger, et al. "U-net: Convolutional networks for biomedical image segmentation" MICCAI, 9351 (2015).
- [8] K. Stefanov et al. "A CMOS image sensor for soft x-ray astronomy", Proc. SPIE, 12191, 121910N (2022).

編集部より

原稿をご提供いただいた、木村先生、中嶋先生、朝倉さんに感謝いたします。そして、今年も諸事情で出版が遅くなったことをお詫びいたします。今回は久しぶりに国際会議報告を掲載することができました。まだまだ油断はできませんが、これからは徐々に学会や普段の生活も元に戻っていくものと期待されます。面白い研究がどんどん発展することを願っております。今後ともよろしく願いたします。

(文責・松本浩典)

【メーリングリスト（登録メールアドレスの変更などについて）】

本ニュースレターは原則、メーリングリスト（xio-nl@prec.eng.osaka-u.ac.jp）によるメール配信となっております。メールアドレス変更などの際には、お手数ですが、編集部（xioedit@prec.eng.osaka-u.ac.jp）までご連絡ください。メーリングリストは、研究会のお知らせなど、会員全員に情報を配信したいときなどにも便利なので、積極的にご活用ください。

X線・EUV結像光学ニュースレター
No. 55（2023年3月）

発行 一般社団法人日本光学会 X線・EUV結像光学研究グループ
（代表 兵庫県立大 竜島靖）
編集部 木村 隆志（東京大学）、齋藤 彰（大阪大）、
高野 秀和（理研）、西野吉則（北海道大）、
東口 武史（宇都宮大）、松本 浩典（大阪大）、
山内 和人（大阪大）
E-mail: xioedit@prec.eng.osaka-u.ac.jp
