

X線領域における強度干渉法の研究

矢橋 牧名

目次

第1章	序	1
1.1	はじめに	1
1.2	背景	2
1.3	目的及び構成	3
第2章	原理	11
第3章	27 m アンジュレータビームライン	20
3.1	序論	20
3.2	光源	20
3.3	光学系	29
3.4	性能試験	29
第4章	高分解能 X 線分光器	37
4.1	背景	37
4.2	原理	38
4.3	デザイン	48
4.4	実験	50
4.5	議論	54
第5章	強度干渉法による X 線空間コヒーレンスプロファイルの測定	59
5.1	序論	59
5.2	原理	60
5.3	実験	60
5.4	結果と議論	63
5.5	位相物体の影響	66
第6章	強度干渉法による X 線パルス幅の測定	70
6.1	序論	70
6.2	原理	70
6.3	実験	71

6.4	結果と議論	73
第7章	強度相関法の X 線干渉計への応用	79
7.1	序論	79
7.2	原理	79
7.3	装置	82
7.4	実験	84
7.5	結果と議論	85
第8章	結論	91
	謝辞	94
	研究業績	95

第1章 序

1.1 はじめに

光は、Maxwell 方程式で記述される電磁波である。従って、その振幅を重ね合わせることにより干渉を起こす。光の振幅干渉は、19 世紀初頭の Young の実験以来、光の波動性に直結した現象として広く知られ、数多くの手法に応用されてきた¹。ところが 1956 年、Hanbury-Brown と Twiss は、振幅ではなく強度の重ね合わせによって生じる変調にも重要な意義を見いだした²⁻⁴。これが、光の強度干渉の発見である。その後、Hanbury-Brown と Twiss は、天体観測用の強度干渉計を製作し、シリウスの直径を求めることに成功した⁵⁻⁷。この強度干渉の度合いは、2 次のコヒーレンス度と呼ばれ、通常の振幅干渉の度合いを示す 1 次のコヒーレンス度と区別された。その後、Glauber らがより一般的な高次のコヒーレンスを含む理論を発展させ^{8,9}、高次コヒーレンスが光の量子状態と密接に関連することが示された。

強度干渉には、光の統計性が直接反映される。特に、無相関な多数の電子から放出された光は、統計光学ではカオス光と呼ばれている。X 線の領域では、X 線管からシンクロトロン放射光源まで、現在実用化されている光源は全てカオス光源とみなされているが、代表的な次世代放射光源である Self-Amplified Spontaneous Emission 自由電子レーザー (SASE-FEL) が飽和に達したときは異なる統計をもつと考えられている^{10,11}。強度干渉法により、これらの状態間の遷移を診断することが可能となる。また、カオス光の場合は、強度干渉法により位相空間内のモード数を測定できるため、1 次のコヒーレンス長やパルス幅を決定することが可能となる^{12,13}。強度干渉法は、光学系の長時間の安定性が不要であるため、短波長の X 線領域にとって極めて有効な手法であると考えられる。

今日、最先端の光源から放出される X 線の特性を正しく評価することは、利用研究及び加速器科学の最前線を発展させるために非常に重要である。本研究では、強度干渉法によって高輝度 X 線光源の特性評価を試み、それらが十分な定量性をもって決定可能であることを明らかにした。

1.2 背景

現在、最先端の X 線光源として、低エミッタンスの蓄積リングとアンジュレータを組み合わせた第3世代放射光源が用いられている。代表的なものとして、ESRF (フランス)¹⁴、APS (アメリカ)¹⁵、そして SPring-8 (日本)¹⁶ があげられる。その特徴は、高い平均輝度と、垂直 (vertical) 方向にほぼコヒーレントなビームが得られることである。高いコヒーレンス特性を生かした研究として、スペックルを利用した静的¹⁷⁻²⁰ 及び動的²¹⁻²⁴ な構造解析、屈折コントラストに基づくイメージング²⁵⁻²⁸ 及びトモグラフィ²⁹⁻³¹、さらにコヒーレント散乱法³³ などがあげられる。SPring-8 では、よりコヒーレンス長の長い X 線を利用するために 1 km ビームラインが建設され、活用されている³⁴。

また、10-100 ps オーダーの短パルス特性も、シンクロトロンベースの光源の重要な特徴である。Avalanche Photo Diode (APD) 等の高速検出器と組み合わせることで sub-ns の分解能で時間スペクトルを測定できるが^{35,36}、この手法は核共鳴散乱の観測に広く用いられている³⁷。また、極短パルスレーザと同期させた pump-probe 法³⁸⁻⁴² を用いると X 線パルス幅 (10-100 ps) の分解能で測定でき、X 線ストリークカメラを用いることで ~1 ps 分解能が達成できる^{43,44}。さらに高い分解能のためには、極短パルス X 線光源を用いる必要がある。パルス幅が fs 領域の X 線光源としては、次のようなものが実現されている。laser-produced plasma を利用した thermal 光源⁴⁵ 及び K- α 光源⁴⁶、また、加速器を利用した 90° トムソン散乱^{47,48} 及びバンチスライシング^{49,50} といった方法である。しかしながら、第3世代放射光と比較すると平均輝度、瞬時輝度ともに低い (図 1.1 及び図 1.2)。

一方、超高輝度、完全な空間コヒーレンス、極短パルスといった特徴をもつ第4世代放射光源が、現在精力的に開発されている。これらは、線形加速器ベースの光源であり、代表的なものとして SASE-FEL があげられる⁵¹⁻⁵³。また、高い平均輝度と極短パルスの両立を目的とした Energy Recovery Linac (ERL) も開発が進められている⁵⁴。

このような最先端の光源から発せられる X 線のコヒーレンス特性や短パルス特性を定量的に評価することは、利用実験のデータ解析上不可欠である。また、加速器科学においては、電子ビームの診断の目的でしばしば放射光が用いられる。このとき、光の回折限界及び Fourier 限界によって不確定性が生じるが、短波長の光ではこの効果が小さい。すなわち、X 線を用いることで高分解能の電子ビーム診断が可能となる。

しかしながら、X 線領域では、光学素子の制約や光学系の不安定性等の理由から、コヒーレンス特性の評価は十分に行われてこなかった。特に、X 線は波長が短いため、わずかな光路長の変動が大きな位相変化につながり、振幅干渉測定 of 技術的な制約となっている。ところが、強度干渉法を用いると、長時間の光路差の安定性は不要であり、かつ検出器の応答時間を超えた高い時間分解能の測定が可能となる。よって、強度干渉法を X 線領域に応用した場合、従来は測定困難であった物理量を決定できる可能性をもつ。強度干渉法を放射光診断に応用するという提案は、1974 年の Shuryak⁵⁵ にさかのぼる。その後第3世代放射光施設が計画、建設され、1992 年、Ikonen によって強度干渉を観測するための具体的な試算がなされた⁵⁶。実験的には、1994 年、Gluskin らが軟 X 線領域でテストを行った⁵⁷。1997

年, Kunimune, Kikuta らが X 線領域で初めて強度干渉を確認し^{58,59}, 1999 年, Gluskin らが追試を行った⁶⁰. また, 1999 年には Tai, Miyahara らが軟 X 線領域で初めて観測した^{61,62}.

1.3 目的及び構成

SPring-8 の最大の特徴の 1 つは, 設計時より蓄積リングに 30 m の長直線部が 4 箇所設けられているということである, 1998 年, 最初の長直線部利用として, 27 m アンジュレータがインストールされることが決定した. 平均輝度は, 現存の X 線光源の中で最も高い 10^{21} photons/s/mm²/mrad² in 0.1 % b.w. に達すると計算され, 強度干渉法の R&D に最適であると考えられる. 本研究では, まず, この光源の性能を十分に引き出すために必要な X 線ビームラインの設計, 建設を行い, 性能評価を行った. (第 3 章)^{65,66}. 次に, 高い強度干渉を得るために必要な X 線高分解能分光器の開発を行った (第 4 章)⁶⁷. これらの装置を用いて強度干渉実験を行った. まず, 垂直方向の空間コヒーレンス長を求め, 光源サイズに換算し, 他の手法との比較を行った (第 5 章)^{68,69}. さらに, 強度干渉法により X 線パルス幅を測定し, 極短パルス光源である次世代放射光源への応用を議論した (第 6 章)^{70,71}. 最後に, 強度相関法を X 線干渉計に応用し, 安定性の低い干渉光学系に対しても有用な手法であることを示した (第 7 章)^{72,73}.

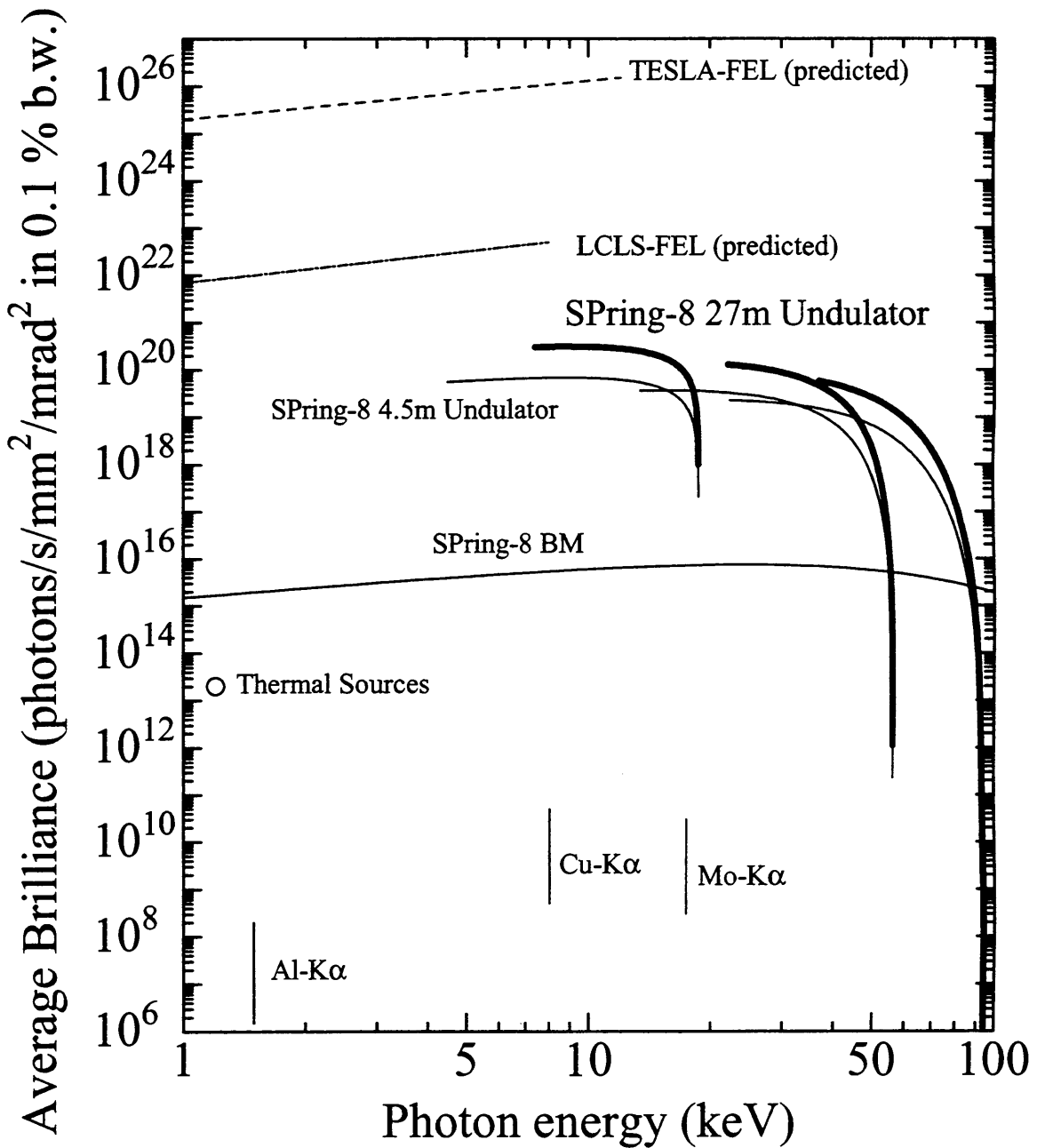


図 1.1: X 線光源の平均輝度

様々な X 線光源の平均輝度を示す。第 3 世代放射光源として、SPring-8 の 27 m アンジュレータ、4.5 m アンジュレータ、及び偏向電磁石 (BM) の計算値⁶³を示す。蓄積リングのパラメータとしては第 3 章の表 3.1 を用いている。また、第 4 世代光源として、2 つの SASE-FEL 計画における計算値を示す。白丸は、laser-produced plasma による thermal source を示す⁶⁴。

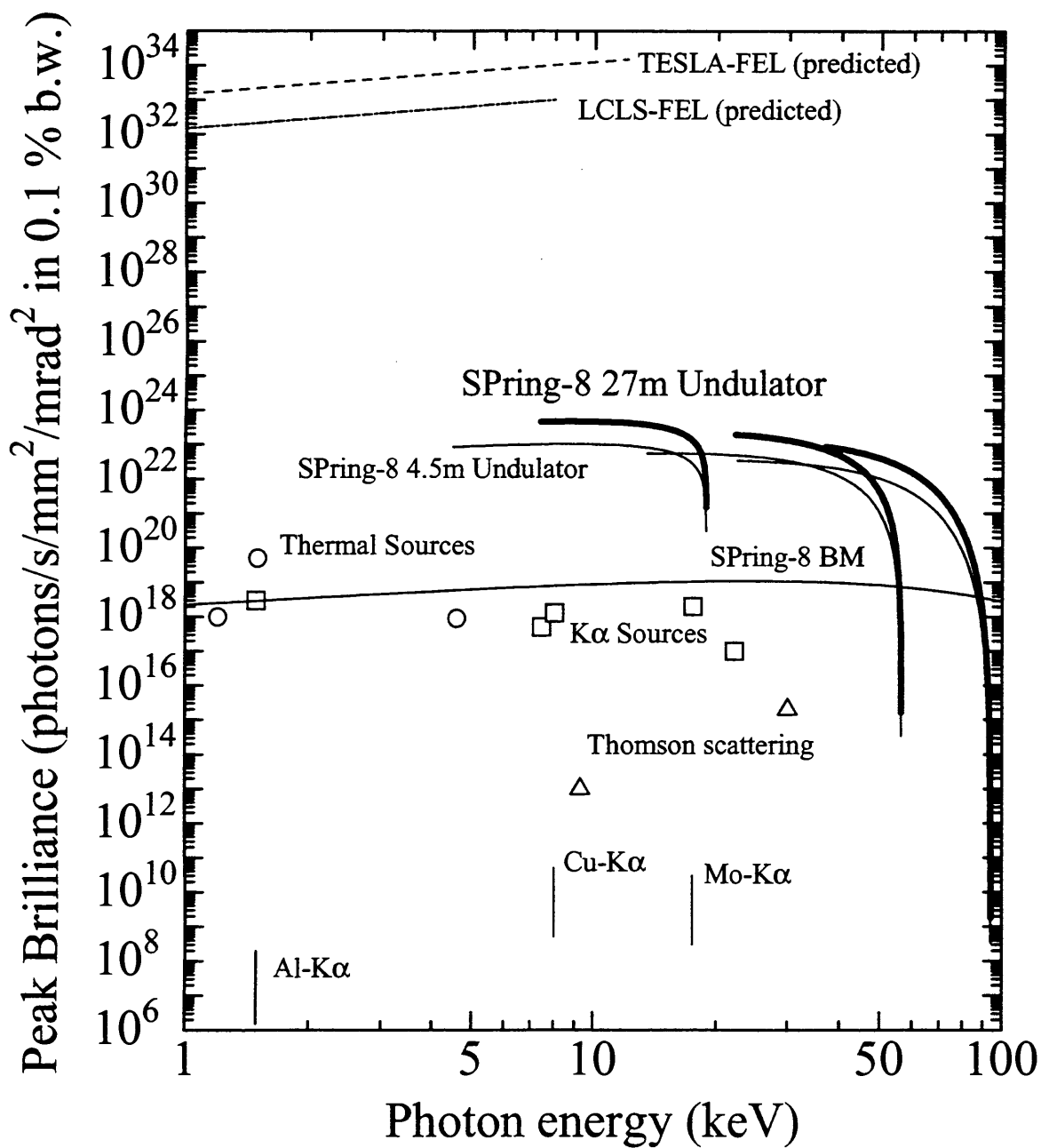


図 1.2: X 線光源の瞬時輝度

様々な X 線光源の瞬時輝度を示す。SPring-8 蓄積リングのパラメータとしては第 3 章の表 3.1 を用い、1 mA/bunch として計算した⁶³。白丸及び白四角は、laser-produced plasma による thermal source 及び K- α source を示す。また、白三角は 90° トムソン散乱法を示す。⁶⁴。

参考文献

- [1] M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," Cambridge University Press, Cambridge, 1999, 7th edition.
- [2] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, *Nature (London)* **177**, 27 (1956).
- [3] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc. A* **242**, 300 (1957).
- [4] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc. A* **243**, 291 (1957).
- [5] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, *Nature (London)* **178**, 1046 (1956).
- [6] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc. A* **248**, 199 (1958).
- [7] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc. A* **248**, 222 (1958).
- [8] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963).
- [9] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [10] R. Bonifacio, L. De Salvo, P. Pierini, N. Piovella, and C. Pellegrini, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 70 (1994).
- [11] E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, *Opt. Commun.* **148**, 383 (1998).
- [12] J.W. Goodman, "Statistical Optics," Wiley, New York, 1985.
- [13] L. Mandel and E. Wolf, "Optical Coherence and Quantum Optics," Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [14] R. Haensel, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 1571 (1992).
- [15] D. Moncton, *J. Synchrotron Radiat.* **5**, 155 (1998).
- [16] H. Kamitsubo, *J. Synchrotron Radiat.* **5**, 162 (1998).

- [17] M. Sutton, S.G. J. Mochrie, T. Greytak, S.E. Nagler, L.E. Berman, G.A. Held, and G.B. Stephenson, *Nature (London)* **352**, 608 (1991).
- [18] Z.H. Cai, B. Lai, W. B. Yun, I. McNulty, K.G. Huang, and T.P. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 82 (1994).
- [19] I.K. Robinson, R. Pindak, R.M. Fleming, S.B. Dierker, K. Ploog, G. Grübel, D.L. Abernathy, and J. Als-Nielsen, *Phys. Rev. B* **52**, 9917 (1995).
- [20] D.L. Abernathy, G. Grübel, S. Brauer, I. McNulty, G.B. Stephenson, S.G.J. Mochrie, A.R. Sandy, N. Mulders, and M. Sutton, *J. Synchrotron Radiat.* **5**, 37 (1998).
- [21] S. Brauer, G.B. Stephenson, M. Sutton, R. Brüning, E. Dufresne, S.G.J. Mochrie, G. Grübel, J. Als-Nielsen, and D.L. Abernathy, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2010 (1995).
- [22] S.B. Dierker, R. Pindak, R.M. Fleming, I.K. Robinson, and L. Berman, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 449 (1995).
- [23] T. Thurn-Albrecht, W. Steffen, A. Patkowski, G. Meier, E.W. Fischer, G. Grübel, and D.L. Abernathy, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5437 (1996).
- [24] S.G.J. Mochrie, A.M. Mayes, A.R. Sandy, M. Sutton, S. Brauer, G.B. Stephenson, D.L. Abernathy, and G. Grübel, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1275 (1997).
- [25] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, and I. Schelokov, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 5486 (1995).
- [26] P. Cloetens, R. Barrett, J. Baruchel, J. P. Guigay, and M. Schlenker, *J. Phys. D* **29**, 133 (1996).
- [27] Z.H. Hu, P.A. Thomas, A. Snigirev, I. Snigireva, A. Souvorov, P.G.R. Smith, G.W. Ross, and S. Teat, *Nature (London)*, **392**, 690 (1998).
- [28] V. Kohn, I. Snigireva, and A. Snigirev, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2745 (2000).
- [29] C. Ravan, A. Snigirev, I. Snigireva, P. Spanne, A. Souvorov, and V. Kohn, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1826 (1996).
- [30] P. Cloetens, M. Pateyron-Salomé, J.Y. Buffière, G. Peix, J. Baruchel, F. Peyrin, and M. Schlenker, *J. Appl. Phys.* **81**, 5878 (1997).
- [31] P. Cloetens, W. Ludwig, J. Baruchel, D. Van Dyck, J. Van Landuyt, J. P. Guigay, and M. Schlenker, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2912 (1999).

- [32] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, and D. Sayre, *Nature (London)* **400**, 342 (1999).
- [33] J. Miao, T. Ishikawa, B. Johnson, E.H. Anderson, B. Lai, and K.O. Hodgson, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 088303 (2002).
- [34] T. Ishikawa, K. Tamasaku, M. Yabashi, S. Goto, Y. Tanaka, H. Yamazaki, K. Takeshita, H. Kimura, H. Ohashi, T. Matsushita, and T. Ohata, *Proc. SPIE*, **4145**, 1 (2001).
- [35] S. Kishimoto, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **309**, 603 (1991).
- [36] A.Q.R. Baron, *Hyperfine Interactions*, **125**, 29 (2000).
- [37] E. Gerdau and H. de Waard eds., *Hyperfine Interactions*, **123–125**, Baltzer Science Publishers, Netherlands, 1999/2000.
- [38] J.R. Helliwell and P.M. Rentzepis Eds., “Time-resolved Diffraction,” Oxford University Press, Oxford, 1997.
- [39] V. Šrajer, T. Teng, T. Ursby, C. Pradervand, Z. Ren, S. Adachi, W. Schildkamp, D. Bourgeois, M. Wulff, and K. Moffat, *Science*, **274**, 1726 (1996).
- [40] B. Perman, V. Šrajer, Z. Ren, T. Teng, C. Pradervand, T. Ursby, D. Bourgeois, F. Schotte, M. Wulff, R. Kort, K. Hellingwerf, and K. Moffat, *Science*, **279**, 1946 (1998).
- [41] D.A. Reis, M.F. DeCamp, P.H. Bucksbaum, R. Clarke, E. Dufresne, M. Hertlein, R. Merlin, R. Falcone, H. Kapteyn, M.M. Murnane, J. Larsson, Th. Missalla, and J.S. Wark, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3072 (2001).
- [42] M.F. DeCamp, D.A. Reis, P.H. Bucksbaum, B. Adams, J.M. Caraher, R. Clarke, C.W.S. Conover, E.M. Dufresne, R. Merlin, V. Stoica, and J.K. Wahstrand, *Nature (London)*, **413**, 825 (2001).
- [43] Y. Tanaka, T. Hara, H. Kitamura, and T. Ishikawa, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1268 (2000).
- [44] A.M. Lindenberg, I. Kang, S.L. Johnson, T. Missalla, P.A. Heimann, Z. Chang, J. Larsson, P.H. Bucksbaum, H.C. Kapteyn, H.A. Padmore, R.W. Lee, J.S. Wark, and R.W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 111 (2000).
- [45] M.M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen, and R.W. Falcone, *Science*, **251**, 531 (1991).

- [46] A. Rouse, P. Audebert, J.P. Geindre, F. Fallières, J.C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon, and A. Antonetti, *Phys. Rev. E* **50**, 2200 (1994).
- [47] K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and C.V. Shank, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A* **341**, 351 (1994).
- [48] R.W. Schoenlein, W.P. Leemans, A.H. Chin, P. Volfbeyn, T.E. Glover, P. Balling, M. Zolotorev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and C.V. Shank, *Science*, **274**, 236 (1996).
- [49] A.A. Zholents and M.S. Zolotorev, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 912 (1996).
- [50] R.W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H.H.W. Chong, T.E. Glover, P.A. Heinman, C.V. Shank, A.A. Zholents, and M.S. Zolotorev, *Science*, **287**, 2237 (2000).
- [51] M. Cornacchia *et al.*, Report SLAC-R-524, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA, USA 1998.
- [52] R. Brinkmann, G. Materlik, J. Rossbach, and A. Wagner, Eds., DESY Report DESY97-048, Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg, 1997.
- [53] T. Shintake, H. Matsumoto, T. Ishikawa, and H. Kitamura, *Proc. SPIE*, **4500**, 12, (2001).
- [54] S.M. Gruner, D. Bilderback, I. Bazarov, K. Finkelstein, G. Krafft, L. Merminga, H. Padamsee, Q. Shen, C. Sinclair, and M. Tigner, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1402 (2002).
- [55] É.V. Shuryak, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **67**, 60 (1974) [*Sov. Phys. JETP*, **40**, 30 (1975)].
- [56] E. Ikonen, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2759 (1992); E. Ikonen and R. Ruffer, *Hyperfine Interact.* **92**, 1089 (1994).
- [57] E. Gluskin, I. McNulty, L. Yang, K.J. Randall, Z. Xu, and E.D. Johnson, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **347**, 177 (1994).
- [58] Y. Kuniyama, Y. Yoda, K. Izumi, M. Yabashi, X.W. Zhang, T. Harami, M. Ando, and S. Kikuta, *J. Synchrotron Radiat.* **4**, 199 (1997).
- [59] 国宗依信, 修士論文, 東京大学, 1996.
- [60] E. Gluskin, E.E. Alp, I. McNulty, W. Sturhahn, and J. Sutter, *J. Synchrotron Radiat.* **6**, 1065 (1999).

- [61] R.Z. Tai, Y. Takayama, N. Takaya, T. Miyahara, S. Yamamoto, H. Sugiyama, J. Urakawa, H. Hayano, and M. Ando, *Phys. Rev. A* **60**, 3262 (1999).
- [62] R.Z. Tai, Y. Takayama, N. Takaya, T. Miyahara, S. Yamamoto, H. Sugiyama, J. Urakawa, H. Hayano, and M. Ando, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1256, (2000).
- [63] T. Tanaka and H. Kitamura, *SPECTRA*, Synchrotron Radiation Calculation Program, Insertion Device Group, SPring-8, 2000.
- [64] R.F. Smith and M.H. Key, *Proc. SPIE*, **4500**, 24 (2001).
- [65] M. Yabashi, T. Mochizuki, H. Yamazaki, S. Goto, H. Ohashi, K. Takeshita, T. Ohata, T. Matsushita, K. Tamasaku, Yoshihito Tanaka, and T. Ishikawa, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **467-468**, 678 (2001).
- [66] T. Hara, M. Yabashi, T. Tanaka, T. Bizen, S. Goto, X. M. Maréchal, T. Seike, K. Tamasaku, T. Ishikawa and H. Kitamura, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1125 (2002).
- [67] M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta, and T. Ishikawa, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4080 (2001).
- [68] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 140801 (2001).
- [69] M. Yabashi, K. Tamasaku, H. Yamazaki, and T. Ishikawa, *Proc. SPIE*, **4500**, 177 (2001).
- [70] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 244801 (2002).
- [71] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, *Proc. SPIE*, **4782**, 122 (2002).
- [72] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L646 (2001).
- [73] K. Tamasaku, M. Yabashi, and T. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 044801 (2002).

第2章 原理

本章では、放射光に対する強度干渉法の原理を示す¹⁻⁵。蓄積リング中の電子ビームは、高周波加速位相安定性の原理によりバンチと呼ばれる集団を形成しながら周回する。各バンチ内には 10^{10} 個程度の電子が含まれるが、異なる電子からの放射電場には決まった位相関係がない。その結果、放射場はカオス的なパルス光となる。光子分布を、光軸に沿った方向 (longitudinal direction) とそれに垂直な方向 (transverse directions) の各位相空間を用いて表し、モード数と縮重度を導入する。強度干渉は、コインシデンス確率の増加として観測され、その大きさはモード数に反比例することを示す。また、強度干渉のS/Nと光源の縮重度との関係を示す。この章では、入射光は直線偏光していると仮定するが、一般化は容易である。

Longitudinal 位相空間における考察

最初に、光は transverse 方向にコヒーレントであると仮定して、longitudinal 方向、すなわち時間・エネルギー位相空間内の状態を考えよう。あるバンチから放射される電場振幅 $E(t)$ は、バンチ内の i 番目の電子からの振幅 $e_i(t)$ の和をとることで、次のように表される。

$$E(t) = \sum_i e_i(t). \quad (2.1)$$

干渉を議論するために、次のような相関関数を考える。

$$\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle = \sum_i \langle e_i^*(t)e_i(t+\tau) \rangle + \sum_{i \neq j} \langle e_i^*(t)e_j(t+\tau) \rangle. \quad (2.2)$$

ただし、記号 $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を表す。ここでは、異なる電子からの放射電場は一定の位相関係をもたないと仮定しているため、右辺の第2項は平均操作により消える。第1項の寄与は、単一電子の電場の相関を表す複素コヒーレンス関数 $\gamma(\tau)$ とバンチ包絡形状を表す関数 $p(t)$ を用いて、

$$\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle = N_e p(t) \gamma(\tau) = P(t) \gamma(\tau), \quad (2.3)$$

と表せる。ただし、 N_e は電子の総数であり、 $N_e p(t) = P(t)$ とおいた。

ここで、 $\gamma(\tau)$ は単一電子からの放射のスペクトルのアンサンブル平均を Fourier 変換することで求められる。具体的には、スペクトルを中心周波数 ν 、半値全幅 $\Delta\nu_S$ をもつガウス型の関数とすると、

$$\gamma(\tau) = \exp \left[-2\pi i \nu \tau - \left(\frac{\pi \Delta\nu_S \tau}{2\sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right] = \exp \left[-2\pi i \nu \tau - \left(\frac{\tau \sqrt{\ln 2}}{\sigma_S} \right)^2 \right], \quad (2.4)$$

と表される²。ただし、時間コヒーレンス長 σ_S は、 $\alpha = 2 \ln 2 / \pi = 0.441$ を数値定数として次のように定義された。

$$\sigma_S = \frac{\alpha}{\Delta\nu_S}. \quad (2.5)$$

この関係は、Wiener-Khinchine の定理として知られている。さらに、

$$E = 2\pi\hbar\nu, \quad (2.6)$$

を用いると、 σ_S はエネルギーバンド幅 ΔE_S (in FWHM) によって次のように表せる。

$$\sigma_S = \frac{2\pi\hbar\alpha}{\Delta E_S}. \quad (2.7)$$

時間コヒーレンス長 σ_S は、単一電子による放射の継続時間に相当する。放射光の場合、長い挿入光源を用いることで、 σ_S を大きくできる。この場合、式 (2.7) より ΔE_S は小さくなることが予想されるが、実際にその通りである [式 (3.7) 参照]。

式 (2.7) の関係を直感的に表現するために、図 2.1 (a) に示すように時間及びエネルギーを軸にとった位相空間を導入し、光子の密度分布を位相空間上に表す⁷⁻⁹。単一電子からの放射分布を示すこの領域は、コヒーレンスセルと呼ばれ、式 (2.6) (2.7) よりその面積は $\sigma_S \cdot (\Delta E_S/E) \sim \alpha\lambda/c$ 程度である。

実際には、光源は単一電子ではなく多電子からなる。よって、位相空間上の光子分布を求めるには電子分布を考慮する必要がある。ここで、電子ビームのバンチ長を s_e (in FWHM), energy spread を $\Delta E_e/E$ とおく。このとき、 $s_e \gg \sigma_S$ が一般に成り立ち、また energy spread によって光の中心エネルギーは $2\Delta E_e/E$ だけシフトする [式 (3.1) 参照]。よって、放射の位相空間上の分布は、図 2.1 (b) のように主軸の長さが s_e 及び $\Delta E_T/E = \sqrt{(\Delta E_S/E)^2 + (2\Delta E_e/E)^2}$ となるような楕円で表せる。楕円に含まれるコヒーレンスセルの数はモード数と呼ばれ、これを M_t とすると、

$$M_t = \frac{s_e}{\sigma_T}, \quad (2.8)$$

と与えられる。ただし、 σ_T は ΔE_T に対応するコヒーレンス長である。

次に、放射の強度を考える。まず、コヒーレンスセル内の平均光子数 δ_L は、光源の縮重度と呼ばれている。縮重度は、位相空間の単位面積当たりの光子数、つまり相対エネルギーバンド幅当たりの瞬時強度 \hat{F}_p を用いて、

$$\delta_L = \hat{F}_p \cdot \frac{\alpha\lambda}{c}. \quad (2.9)$$

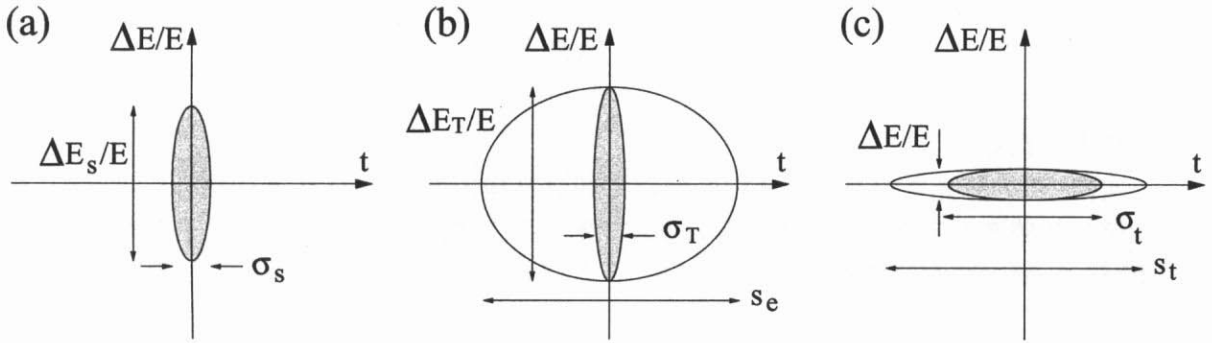


図 2.1: Longitudinal 方向の位相空間上の光子分布

光子の時間・エネルギー成分に関する位相空間上の分布を模式的に示す。(a) は単一電子からの放射, (b) は電子の分布を考慮した光源全体からの放射, (c) は分光後の放射の分布を示す。

と表せる。また、全光子数 \hat{I}_o は、縮重度にモード数を掛けることで、

$$\hat{I}_o = \delta_L \cdot \frac{s_e}{\sigma_T}, \quad (2.10)$$

となり、パルス包絡関数 $P(t)$ に対してガウス型の分布を仮定すると、

$$P(t) = \frac{\hat{I}_o}{s_e} \cdot \sqrt{\frac{8 \ln 2}{2\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(s_t/\sqrt{8 \ln 2})^2}\right), \quad (2.11)$$

と表せる。

さらに、バンド幅 ΔE の分光器を考える。分光された光は位相空間上で 図 2.1 (c) のように表される。ここで、コヒーレンス長 σ_t は、式 (2.7) より、

$$\sigma_t = \frac{2\pi\hbar\alpha}{\Delta E}. \quad (2.12)$$

と与えられる。また、パルス包絡関数は、

$$P(t) = \frac{\hat{I}_o}{s_t} \cdot \sqrt{\frac{8 \ln 2}{2\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(s_t/\sqrt{8 \ln 2})^2}\right), \quad (2.13)$$

と表される. s_t , \hat{I} は, それぞれ分光後のパルス長及びパルスに含まれる全光子数を表す. s_t は, $\sigma_t \ll s_e$ のとき入射光のパルス長 s_e と一致する. また \hat{I} は図 2.1 (c) 及び式 (2.7) も用いると,

$$\hat{I} = \hat{I}_o \cdot \frac{\Delta E}{\Delta E_T} = \delta_L \cdot \frac{s_e}{\sigma_t}, \quad (2.14)$$

と与えられる.

次に, この分光された光を2つに分けて独立な検出器 A 及び B で検出したときのコインシデンス確率を考えよう. 検出系の効率 (光学系の透過率と検出器の量子効率の積) を η_A 及び η_B , 検出器が光を検出する時刻を t_A 及び t_B とおくと, 同時計数の結合確率密度 P_{AB} は次のように表される.

$$P_{AB} \Delta t_A \Delta t_B = \eta_A \eta_B \langle E^*(t_A) E^*(t_B) E(t_B) E(t_A) \rangle \Delta t_A \Delta t_B. \quad (2.15)$$

単パルス当たりのコインシデンス確率 C_{AB} は P_{AB} を時間積分することによって次のように表される.

$$\begin{aligned} C_{AB} &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P_{AB} dt_A dt_B \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_A \eta_B \langle E^*(t_A) E^*(t_B) E(t_B) E(t_A) \rangle dt_A dt_B. \end{aligned} \quad (2.16)$$

ここでカオス光の場合, 振幅 E が複素ガウス統計に従うことから,

$$\langle E^*(t_A) E^*(t_B) E(t_B) E(t_A) \rangle = \langle |E(t_A)|^2 \rangle \langle |E(t_B)|^2 \rangle + |\langle E^*(t_A) E(t_B) \rangle|^2, \quad (2.17)$$

と表せる. 式 (2.3) 及び (2.17) を用いると, 式 (2.16) は次のようになる.

$$\begin{aligned} C_{AB} &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_A \eta_B \left(\langle |E(t_A)|^2 \rangle \langle |E(t_B)|^2 \rangle + |\langle E^*(t_A) E(t_B) \rangle|^2 \right) dt_A dt_B \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_A \eta_B P(t_A) P(t_B) \left(1 + |\gamma(t_B - t_A)|^2 \right) dt_A dt_B. \end{aligned} \quad (2.18)$$

ここで, 上式の括弧内の関数 $1 + |\gamma(t_B - t_A)|^2$ が2次コヒーレンス関数 $\gamma^{(2)}$ に相当する. $|\gamma(t_B - t_A)| \geq 1$ より, $\gamma^{(2)}$ は常に1以上の値をとるが, これは古典的な光に特有の性質である.

式 (2.4) と (2.13) を (2.18) に代入すると,

$$\begin{aligned} C_{AB} &= (\hat{I} \bar{\eta})^2 \left(1 + \frac{\sigma_t}{\sqrt{s_t^2 + \sigma_t^2}} \right) \\ &= (\hat{I} \bar{\eta})^2 (1 + M_t^{-1}). \end{aligned} \quad (2.19)$$

となる。ただし、 $\bar{\eta} = \sqrt{\eta_A \eta_B}$ は検出効率の平均値である。また、 M_t は単パルス中の時間モード数を表し、

$$M_t = \sqrt{1 + \frac{s_t^2}{\sigma_t^2}}, \quad (2.20)$$

で与えられる。 $s_t/\sigma_t \rightarrow \infty$, すなわち多モードの極限で $M_t \rightarrow s_t/\sigma_t$ となり、逆に、 $s_t/\sigma_t \rightarrow 0$, すなわちシングルモードの極限で 1 に収束する。

実際のコインシデンス測定では、繰り返し入射するパルスを一定時間ため込んだときの総カウント数 C_S が評価の対象となる。 C_S は、パルスの繰り返しレート f_B と観測時間 ΔT を用いて、

$$\begin{aligned} C_S &= C_{AB} f_B \Delta T \\ &= (\hat{I}\bar{\eta})^2 f_B \Delta T (1 + M_t^{-1}), \end{aligned} \quad (2.21)$$

と与えられる。一方、規格化のために検出器 A 及び B に入射するパルスがインコヒーレントな場合を考える。このときのコインシデンス数 C_N は、式 (2.21) において $M_t \rightarrow \infty$ の極限をとることにより、

$$C_N = (\hat{I}\bar{\eta})^2 f_B \Delta T. \quad (2.22)$$

これらを用いると、コインシデンスの増加の割合は、

$$R = \frac{C_S}{C_N} - 1 = M_t^{-1}, \quad (2.23)$$

と表される。すなわち、時間モード数 M_t が大きい極限で R は 0 に漸近し、 $M_t \rightarrow 1$ のとき $R \rightarrow 1$ に増加する。これは、カオス光の場合、 M_t が小さくなるとパルス毎の強度の揺らぎが増加し、コインシデンス確率が増すことに対応している。この現象は、カオス光のバンチング現象としても知られている。

式 (2.23) を用いると、 R の測定から、時間モード数を求めることが可能となる。ここで、時間モード数は、式 (2.20) よりパルス幅 s_t と時間コヒーレンス長 σ_t の比で与えられており、 σ_t は式 (2.7) によってエネルギーバンド幅 ΔE と結ばれている。よって、コインシデンス測定により、バンド幅が既知の光に対してはパルス幅を決定でき、パルス幅が既知の光に対してはバンド幅を決定できる。

最後に、 R の誤差 ΔR を考えよう。 C_S と C_N が、それぞれ $\Delta C_S = \sqrt{C_S}$, $\Delta C_N = \sqrt{C_N}$ 程度の計数誤差をもつとすると、 ΔR への伝播は、次式のように見積もられる¹⁰。

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial C_S}\right)^2 (\Delta C_S)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial C_N}\right)^2 (\Delta C_N)^2} \\ &= \frac{C_S}{C_N} \sqrt{\frac{1}{C_S} + \frac{1}{C_N}}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

よって、 S/N は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} &= \frac{R}{\Delta R} = \frac{C_S - C_N}{C_S \sqrt{C_S^{-1} + C_N^{-1}}} \\ &\simeq \frac{C_S - C_N}{\sqrt{2C_N}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\hat{I}\bar{\eta}\sqrt{f_B\Delta T}}{M_t}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Transverse 位相空間も含めた考察

次に、空間的にインコヒーレントな光源を考え、光軸に垂直な方向の位置及び運動量 (角度) 成分も考慮しよう。複素コヒーレンス関数は時間と空間の関数 $\gamma(\mathbf{x}, t)$ になり、クロススペクトル純粋性を仮定すると、次式のように表される。

$$\gamma(\mathbf{x}, t) = \gamma(\mathbf{x})\gamma(t). \quad (2.26)$$

ここで、光源の transverse 方向の強度分布について、水平 (x)、垂直 (y) 方向ともガウス関数的な分布を仮定し、光源のサイズを s_x 及び s_y 、発散角を s'_x 及び s'_y (in STD) とおく。このとき、水平方向 (または垂直方向) の位置・角度成分に関する位相空間上の光子分布は、図 2.2 のように表せる。(a) は光源の分布、(b) は光源から距離 L の位置における分布を示す。前節と同様、内側の閉曲線で囲まれた面積不変の部分がコヒーレントな領域を表し、この面積は数値係数を除いて λ に等しい不変量である。よって、距離 L の位置における空間コヒーレンス長を σ_x とおくと、図 2.2 (b) より、

$$\sigma_x \cdot \frac{s_x}{L} \sim \lambda, \quad (2.27)$$

と表せる。すなわち、空間コヒーレンス長は波長に比例し、距離と光源サイズに反比例する。これが、Van Cittert-Zernike の定理の定性的な表現である。

より定量的には、光源から距離 L における複素コヒーレンス関数 $\gamma(\mathbf{x})$ の絶対値は光源の空間的な強度分布を Fourier 変換することによって、次式のように与えられる。

$$|\gamma(\mathbf{x})| = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sigma_x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 \right]. \quad (2.28)$$

ただし、空間コヒーレンス長 σ_x 及び σ_y は次式のように与えられる。

$$\sigma_x = \frac{\lambda L}{2\pi s_x}, \quad \sigma_y = \frac{\lambda L}{2\pi s_y}. \quad (2.29)$$

光源から距離 L の場所に、開口 $w_x \times w_y$ の矩形のスリットを設置する。光源の瞬時輝度 (単位面積、単位立体角、単位エネルギーバンド幅あたりの光束) を \hat{B}_p とおくと、スリット

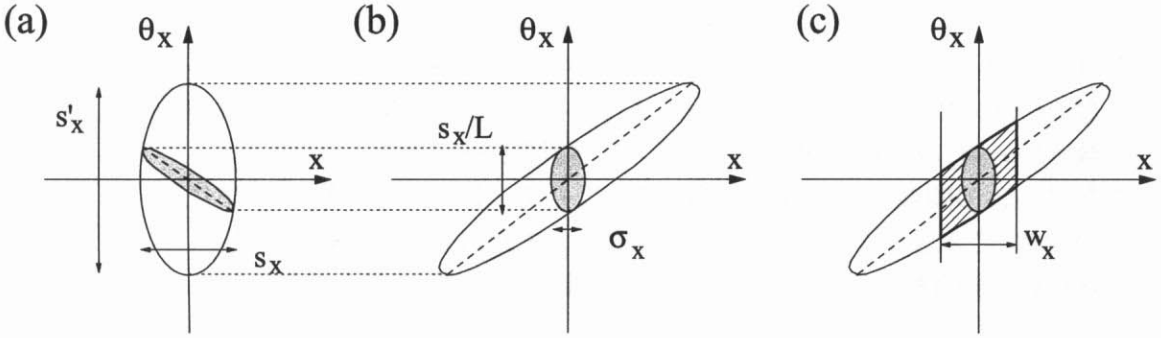


図 2.2: Transverse 方向の位相空間上の光子分布

光子の位置・角度成分に関する位相空間上の分布を模式的に示す。(a) は光源位置, (b)(c) は光源から距離 L の位置における分布を示す。(c) の斜線部は幅 w_x のスリットを透過した光子分布を示す。(a)-(c) の内側の閉曲線で囲まれた部分はコヒーレントな領域を表す。

を透過した光のパルス当たりの平均光子数 \hat{I} は, 図 2.2 (c) と式 (2.13), (2.29) より, 次のように与えられる。

$$\begin{aligned}\hat{I} &= \hat{B}_p \cdot w_x w_y \cdot \frac{\sqrt{2\pi} s_x}{L} \frac{\sqrt{2\pi} s_y}{L} \cdot \frac{\alpha \lambda}{c} \cdot \frac{s_e}{\sigma_t} \\ &= \delta \cdot \frac{w_x}{\sqrt{\pi} \sigma_x} \cdot \frac{w_y}{\sqrt{\pi} \sigma_y} \cdot \frac{s_t}{\sigma_t}.\end{aligned}\quad (2.30)$$

ただし, $s_t \simeq s_e$ とし, 縮重度 δ を,

$$\delta = \frac{\alpha}{2} \cdot \hat{B}_p \cdot \frac{\lambda^3}{c} = 0.221 \cdot \hat{B}_p \cdot \frac{\lambda^3}{c},\quad (2.31)$$

と定義した¹¹⁾。

前節と同様な計算を行うと, R は次のように与えられる。

$$R = \frac{C_S}{C_N} - 1 = M_x^{-1} M_y^{-1} M_t^{-1} = M^{-1},\quad (2.32)$$

ただし, 空間的なモード数 M_x 及び M_y は, 誤差積分関数

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-z^2) dz,\quad (2.33)$$

を用いて,

$$M_{x,y}^{-1} = \frac{\sqrt{\pi}\sigma_{x,y}}{w_{x,y}} \operatorname{erf}\left(\frac{w_{x,y}}{\sigma_{x,y}}\right) - \frac{\sigma_{x,y}^2}{w_{x,y}^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{w_{x,y}^2}{\sigma_{x,y}^2}\right)\right], \quad (2.34)$$

と与えられる. 空間モード数は, 多モードの極限 ($w_{x,y}/\sigma_{x,y} \rightarrow \infty$) で $M_{x,y} \rightarrow w_{x,y}/\sqrt{\pi}\sigma_{x,y}$ となり, シングルモードの極限 ($w_{x,y}/\sigma_{x,y} \rightarrow 0$) で 1 に漸近する. 式 (2.32) は, R と全モード数 $M = M_x M_y M_t$ を関連づけている. 時間モード数が一定のとき, スリットサイズ w_x または w_y の関数として R を測定することで, 空間モード数 M_x または M_y を求めることができ, これより空間コヒーレンス長 σ_x または σ_y を決定できる.

さらに, 前節と同様な考察により S/N は次のように与えられる.

$$\frac{S}{N} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\hat{I}\bar{\eta}\sqrt{f_B\Delta T}}{M}. \quad (2.35)$$

モード数が大きい場合, $\hat{I}/M \rightarrow \delta$ となるため, 上式は,

$$\frac{S}{N} \simeq \frac{\delta\bar{\eta}\sqrt{f_B\Delta T}}{\sqrt{2}}, \quad (2.36)$$

となる. よって, モード数が大きい場合, ある一定の S/N を得るのに必要な観測時間は, 縮重度の 2 乗, 繰り返しレートの 1 乗にそれぞれ反比例し, エネルギーバンド幅, コヒーレンス長, スリットサイズ等には依存しない. 高分解能の分光は一見無意味なようにみえるが, 次の 2 つの理由で非常に重要である. まず, M が大きい場合, 式 (2.32) より, R の増加は小さくなり, 他のシステマティックなノイズに埋もれやすくなる. 特に, 放射光は定常的な光源ではないため, $M \ll 100$ 程度 ($R \gg 0.01$) であることが望ましい. もう 1 つの理由として, コインシデンス測定を行うためには, 1 パルス当たりのカウントの期待値が 1 より十分小さい必要がある. すなわち,

$$\hat{I}\bar{\eta} \simeq \delta M \bar{\eta} \ll 1. \quad (2.37)$$

よって, δ が大きくなるほど, M を小さく保つ, すなわちビームのコヒーレントな部分のみを抽出する必要がある. 最先端の放射光では \hat{B}_p は 10^{23} - 10^{24} photons/s/mm²/mrad² in 0.1 % b.w. のオーダーである (図 1.2 参照). $\lambda = 1 \text{ \AA}$ ($E = 12.4 \text{ keV}$) とおくと, 縮重度は最大で $\delta \sim 0.7$ となる. $\bar{\eta} \sim 0.1$ とすると, M は 10-100 程度にとどめる必要がある.

δ が 1 より十分大きい場合は, コインシデンス法よりむしろ光電流相関法が適当である. また, $\delta \gg 1$ で繰り返しレート f_B が小さい場合は, 1 パルス当たりのカウント数の分布を計測する光子計数測定がふさわしい.

参考文献

- [1] R. Loudon, "The Quantum Theory of Light," Oxford University Press, Oxford, 1983, 2nd edition.
- [2] J.W. Goodman, "Statistical Optics," Wiley, New York, 1985.
- [3] L. Mandel and E. Wolf, "Optical Coherence and Quantum Optics," Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [4] 松岡正浩, "量子光学," 東京大学出版会, 1996.
- [5] 花村榮一, "量子光学," 岩波書店, 2000.
- [6] Y. Miyamoto, T. Kuga, M. Baba, and M. Matsuoka, *Opt. Lett.* **18**, 900 (1993).
- [7] G.K. Green, BNL Report No. 50522, Brookhaven National Laboratory, 1976.
- [8] T. Matsushita and U. Kaminaga, *J. Appl. Crystallogr.* **13**, 465 (1980).
- [9] T. Miyahara, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 2068 (1989).
- [10] N. Tsoufanidis, "Measurement and Detection of Radiation," McGraw-Hill, 1983 (阪井英次訳, "放射線計測の理論と演習," 現代工学社, 1986).
- [11] J. Krzywinski, E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, M.Y. Yurkov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **401**, 429 (1997).

第3章 27 m アンジュレータビームライン

3.1 序論

今日、アンジュレータは、高輝度な X 線光源として広く用いられている。より輝度を高めるためには、電子ビームのエミッタンスを小さくするとともに、アンジュレータ磁極の周期数を増やせばよい。SPring-8 の蓄積リングには、設計時より 30 m の長直線部が 4 箇所設けてあり、ここに多数の周期をもつ長尺のアンジュレータを設置することで、非常に高輝度の X 線を発生することが可能である。

1998 年、最初の長尺アンジュレータビームラインの建設が開始された。長尺アンジュレータは、19IS という長直線部に設置されることになり、ビームラインは 19LXU と名付けられた。この場所は、ビームラインを最大で 300 m 延伸することが可能である。アンジュレータは Kitamura ら^{1,2}、光学系は Ishikawa, Yabashi ら³によって主な仕様がまとめられた。そして 2000 年 10 月にファーストビームを観測し、性能試験が行われた⁴。

この章では、ビームライン 19LXU の概要について述べる。

3.2 光源

概論⁵⁻⁸

アンジュレータは、周期的な磁極列を対向させた装置である。電子が光速に近い速さでこの中を通過するとき、前方の狭い立体角内 (いわゆる central cone 内) に強い準単色光が放出される。このアンジュレータ放射を前方の軸上 (on-axis) で観測すると、その波長 λ は相対論的ドップラー効果によって極めて短いものとなり、奇数次高調波 ($n=1,3,5\dots$) に対して、

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right), \quad (3.1)$$

と与えられる. ここで, γ 及び K は電子ビームのエネルギー E_{SR} , 電子の静止質量 m_e , 磁場 B 及び 磁極の周期長 λ_u を用いて,

$$\gamma = \frac{E_{SR}}{m_e c^2} = 1957 E_{SR}[\text{GeV}], \quad (3.2)$$

$$K = \frac{e\lambda_u B}{2\pi m_e c} = 93.4 \lambda_u[\text{m}]B[\text{T}], \quad (3.3)$$

と与えられる. $K \leq 1$ のときアンジュレータ放射と呼ばれる. 式 (3.1) 及び (3.2) より, 数 GeV の高エネルギーリングの場合, 周期長が数 cm のアンジュレータを用いることにより X 線領域をカバーできることがわかる.

次に, 単一電子からのアンジュレータ放射の角度発散 σ'_r は, 近似的に次のように与えられる.

$$\sigma'_r = \sqrt{\frac{\lambda}{N\lambda_u}} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1 + K^2/2}{2nN}}. \quad (3.4)$$

すなわち, 角度発散 σ'_r は周期数の平方根に反比例し, 周期数が増えるほど小さくなる. さらに, 放射の空間サイズを σ_r とすると, 不確定性関係により,

$$\sigma_r \sigma'_r = \frac{\lambda}{4\pi}, \quad (3.5)$$

と表せるため,

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{N\lambda_u\lambda}}{4\pi} = \frac{\gamma\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{2nN}{1 + K^2/2}}, \quad (3.6)$$

と与えられる. すなわち, σ_r は周期数の平方根に比例して増大する. これらの関係は, 次のような定性的な考察によっても導くことができる. アンジュレータの全長を $L = N\lambda_u$ とおくと, 光源サイズは $\sigma_r \sim L\sigma'_r$ とおける. これを, 不確定性関係を表す式 (3.5) に代入すると $(N\lambda_u\sigma'_r)\sigma'_r \sim \lambda/4\pi$ となり, 定数項を除いて式 (3.4) と一致する.

また, 単一電子によるアンジュレータ放射のスペクトル幅 $\Delta E_s/E$ は, 近似的に次のように与えられる.

$$\frac{\Delta E_s}{E} \sim \frac{1}{nN}, \quad (3.7)$$

と与えられる. すなわち, 周期数が増えるほど, スペクトルはシャープになる. この関係は, 単一電子の放射の継続時間が $\sigma_t \simeq N\lambda_u/(2c\gamma^2)$ であることから式 (2.7) より $\Delta E \sim \hbar c/(N\lambda_u)$ となることと, 式 (3.1) を用いても導ける.

光源の明るさにかかわる量は, 奇数次高調波に対して次のように表される. まず, 電子ビームのエミッタンス ϵ_x 及び ϵ_y が光のエミッタンス $\lambda/4\pi$ に比べて十分小さく, かつ電子ビームの energy spread が無視できる場合を考える.

1. 光束密度は、単位時間、単位立体角、単位エネルギーバンド幅当たりの光子数として定義される。軸上の光束密度 F_d は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} F_d &= \frac{e^2}{4\pi\hbar\epsilon_0 c} \gamma^2 N^2 \frac{I_b}{e} G_n(K) \\ &= 1.74 \times 10^{14} I_b N^2 E_{GeV}^2 G_n(K) \quad (\text{photons/s/mrad}^2/0.1\% \text{b.w.}), \end{aligned} \quad (3.8)$$

ただし、

$$G_n(K) = \frac{n^2 K^2}{(1 + K^2/2)^2} \left(J_{\frac{n-1}{2}} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] - J_{\frac{n+1}{2}} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] \right)^2. \quad (3.9)$$

$G_1(K)$ は、 $K \sim 1$ で最大値 (約0.4) をとる。式 (3.8) より、光束密度は周期数 N の2乗に比例する。

2. 輝度は、単位面積当たりの光束密度として定義される。軸上の輝度 B は、

$$\begin{aligned} B &= \frac{F_d}{2\pi\sigma_r^2} \\ &= \frac{e^2}{4\pi\hbar\epsilon_0 c} \frac{4\pi N (1 + K^2/2)}{n\lambda^2} \frac{I_b}{e} G_n(K), \end{aligned} \quad (3.10)$$

式 (3.10) より、ゼロエミッタンスの極限では、輝度は周期数 N に比例することがわかる。

3. 光束密度と角度発散の積、すなわち central cone に含まれる総フラックス F (単位エネルギーバンド幅、単位時間当たりの光子数) は、

$$\begin{aligned} F &= 2\pi\sigma_r'^2 F_d \\ &= \frac{e^2}{4\pi\hbar\epsilon_0 c} \frac{N\pi (1 + K^2)}{n} \frac{I_b}{e} G_n(K) \\ &= 1.43 \times 10^{14} I_b N \frac{(1 + K^2/2)}{n} G_n(K) \quad (\text{photons/s}/0.1\% \text{b.w.}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

これより、総フラックス F は周期数 N に比例することがわかる。

総フラックス F は、電子ビームのエミッタンスに依存しない。よって、これを手がかりに有限なエミッタンスのときの光束密度及び輝度を次のように求めることができる。まず、電子ビームのサイズを s_x, s_y 、角度発散を s'_x, s'_y とそれぞれおくと、光源のサイズ Σ_x, Σ_y 及び角度発散 Σ'_x, Σ'_y は、電子ビームと光の convolution によって、

$$\Sigma_{x,y} = \sqrt{s_{x,y}^2 + \sigma_r^2}, \quad (3.12)$$

$$\Sigma'_{x,y} = \sqrt{s'^2_{x,y} + \sigma_r'^2}, \quad (3.13)$$

と与えられる。有限エミッタンスの場合の光束密度及び輝度は、次のように与えられる。

$$F_d \propto \frac{I_b N (1 + K^2/2) G_n(K)/n}{\Sigma'_x \Sigma'_y}, \quad (3.14)$$

$$B \propto \frac{I_b N (1 + K^2/2) G_n(K)/n}{\Sigma_x \Sigma_y \Sigma'_x \Sigma'_y}. \quad (3.15)$$

光束密度は、電子ビームの角度発散が大きい極限では周期数 N に比例し [式 (3.14)], 角度発散が無限小の極限で N^2 に比例する [式 (3.8)]. 一方、輝度と周期数は、次のような関係にある [式 (3.15) 及び (3.10)].

1. 電子ビームのエミッタンス $\epsilon_x = \sigma_x \sigma'_x$ 及び $\epsilon_y = \sigma_y \sigma'_y$ が大きい極限では、 B は N に比例し、 $\epsilon_x \epsilon_y$ に反比例する。
2. $\sigma'_{x,y} \ll \sigma'_r$ かつ $\sigma_{x,y} \gg \sigma_r$ の場合、 B は N^2 に比例する。
3. $\epsilon_x, \epsilon_y \rightarrow 0$ の極限では B は N に比例する。

ここで、SPring-8 蓄積リングのパラメータを表3.1に参照する⁹。アンジュレータとして、標準的な $\lambda_u = 32$ mm, $N = 140$ のものを考えると、 $K = 1$ のとき $\lambda = 1.0$ Å, $\sigma_r = 1.67$ μm, $\sigma'_r = 4.68$ μrad と計算できる。これらより、水平方向については $s_x \gg \sigma_r$ 及び $s'_x \gg \sigma'_r$ である (上の条件1に相当) が、垂直方向については $s_y \gg \sigma_r$ 及び $s'_y \ll \sigma'_r$ (条件2に相当) となることがわかる。よって、この近似が成り立つ範囲で、輝度は周期長のほぼ1.5乗に比例することがわかる。

しかしながら、正確な議論のためには、電子ビームの空間的な広がりのみでなく、energy spread ($\Delta E_e/E$) も考慮に入れる必要がある。表3.1に示したように、SPring-8 の場合 $\Delta E_e/E = 0.11$ % である。式 (3.1) によると、この効果によってアンジュレータ放射は $2\Delta E_e/E = 0.22$ % 程度のスペクトル幅をもつ。ここで、このスペクトル幅が式 (3.7) で与えられる $\Delta E_s/E$ を超えてしまうと、周期数を増やしてももはやスペクトルは尖鋭化せず、輝度、光束密度、フラックスともに頭打ちとなる。この式より、 $\Delta E_s/E = 2\Delta E_e/E = 0.22$ % となる条件は、基本波 ($n = 1$) で $N \sim 500$ 程度であることがわかる。

表 3.1: SPring-8 蓄積リングのパラメータ.

Parameter	Value
Energy (GeV)	8
Circumference (m)	1436
Number of bucket	2436
Revolution time (μ s)	4.79
Betatron function β_x/β_y at normal ID section (m)	24.4/5.8
Averaged β_x/β_y at long straight section (m)	26.37/17.96
Horizontal emittance ϵ_x (nm·rad)	6.3
Vertical emittance ϵ_y (pm·rad)	~ 14.2
Coupling $\kappa = \epsilon_y/\epsilon_x$ (%)	~ 0.2
Energy spread $\Delta E_e/E$	0.0011
Beam size s_x/s_y at normal ID section (μ m)	391/9
Angular divergence s'_x/s'_y at normal ID section (μ rad)	16/1.5

表 3.2: 27 m アンジュレータのパラメータ.

Parameter	Value
Type	Pure permanent magnet (Halbach)
Periodic length, λ_u (mm)	32
Number of period, N	780
Gap range (mm)	12 – 50
Maximum K	1.76 at 12 mm gap
Photon energy of 1st radiation (keV)	7.4 – 18
Total power with 12 mm gap	35

27 m アンジュレータ

表 3.2 に長尺アンジュレータの主要な設計パラメータを示す⁴。アンジュレータの全長は 27 m で、そのうち磁石列の全長は 25 m (周期長 $\lambda_u = 32 \text{ mm} \times N = 780$ 周期) である。磁石列は真空内に置かれ、ベローズを介して切れ目なしに配置されている (真空封止型¹⁰)。基本波のエネルギーは 7.4 – 18 keV で、水平方向の直線偏光である。(図 3.1 及び 3.2)。

図 3.3 に、長尺アンジュレータの輝度、光束密度、central cone 内の総フラックスの計算値を、SPRing-8 標準の 4.5 m アンジュレータの計算値と共に示す。1 次光について比較してみると、長尺アンジュレータの方が輝度では 4.6 倍、光束密度では 8.6 倍、フラックスでは 3.5 倍優っている。しかしながら、フラックスが周期数に比例すると仮定したとき、フラックスは $25/4.5 = 5.6$ 倍増加する筈である。計算値はこの $3.5/5.6 = 0.63$ 倍にとどまっているが、これは電子ビームの energy spread が無視できないことに起因する。輝度、光束密度とも同程度の割合で低下していると考えられる。

X 線領域のアンジュレータに付随する大きな問題の一つが、軸外に放出される不必要なパワー、すなわち熱負荷である。軸上の X 線光学系への影響を低減させるため、通常フロントエンドと呼ばれる部分にマスク、アブソーバ、スリット等の高熱負荷機器が設置されている。長尺アンジュレータは、放射パワーが最大 35 kW にも達するため、特殊な高熱負荷機器が導入された (図 3.4)²。また、フロントエンドは蓄積リングの超高真空セクションと直結している。フロントエンドの超高真空部とビームライン輸送部の高真空部は、ベリリウム窓 (0.25 mm 厚 \times 2 枚) で隔離されている。このベリリウム窓は水冷されているが、高熱負荷条件で用いると座屈して真空破断する恐れがあるため、上流にグラファイトフィルタ (密度 1.0 g/cm^3 , 0.1 mm 厚) を挿入することができる。グラファイトフィルタは最大で 9 枚挿入可能である。

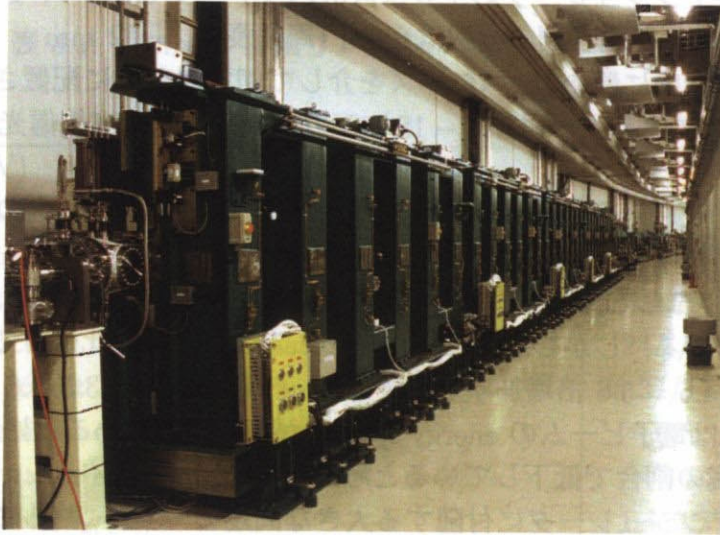


図 3.1: 27 m アンジュレータ

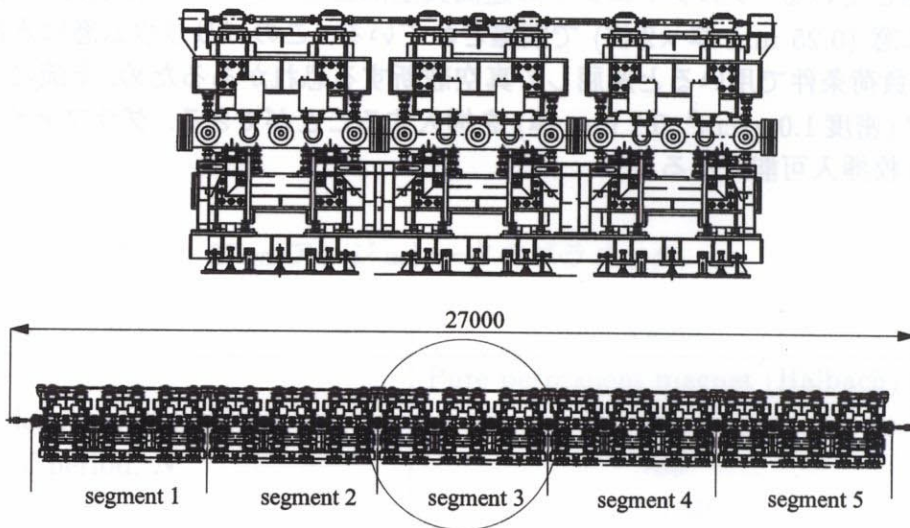


図 3.2: 27 m アンジュレータ機構図

27 m アンジュレータは5つのセグメントから構成されている。磁石列は真空中で間隙無しに接続されている。

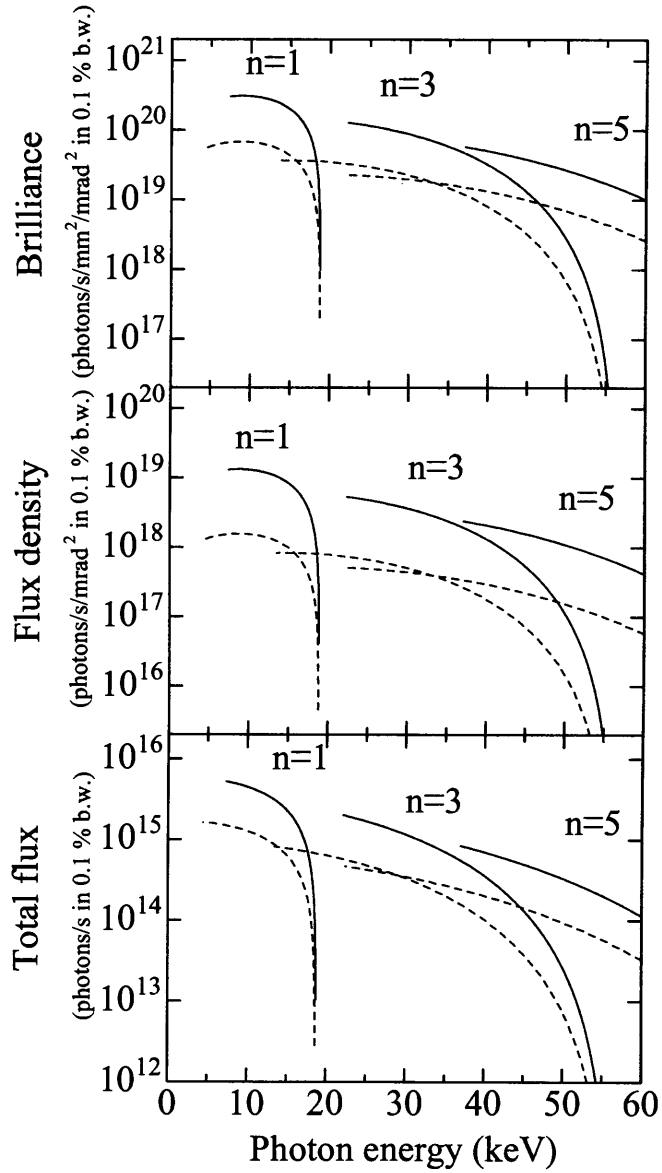


図 3.3: 輝度, 光束密度, フラックスの計算値

27 m アンジュレータ ($N = 780$, 実線) と 4.5 m アンジュレータ ($N = 140$, 破線) の輝度, 光束密度, central cone 内の全フラックスを $n = 1, 3, 5$ 次の各高調波について示す.

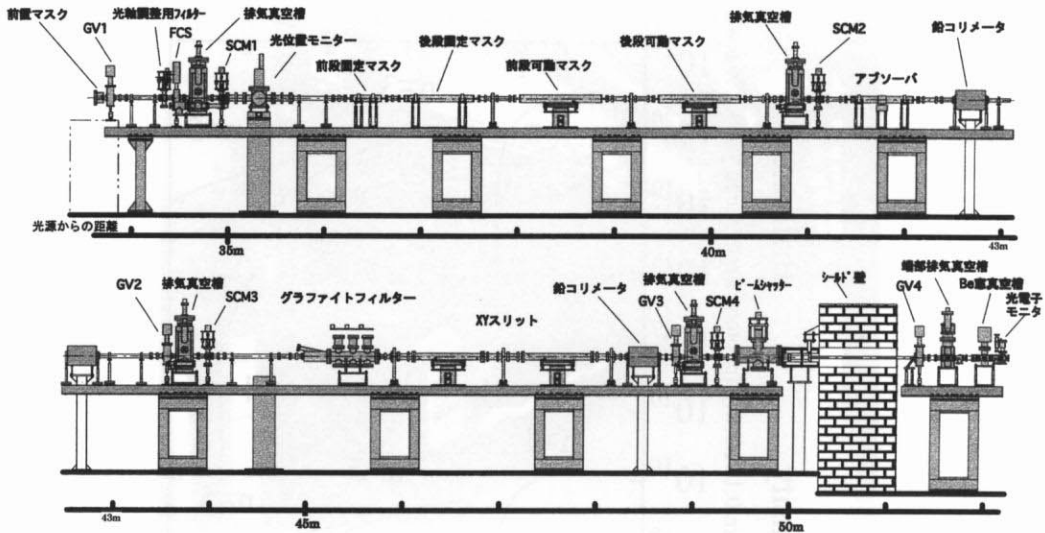


図 3.4: フロントエンドレイアウト²

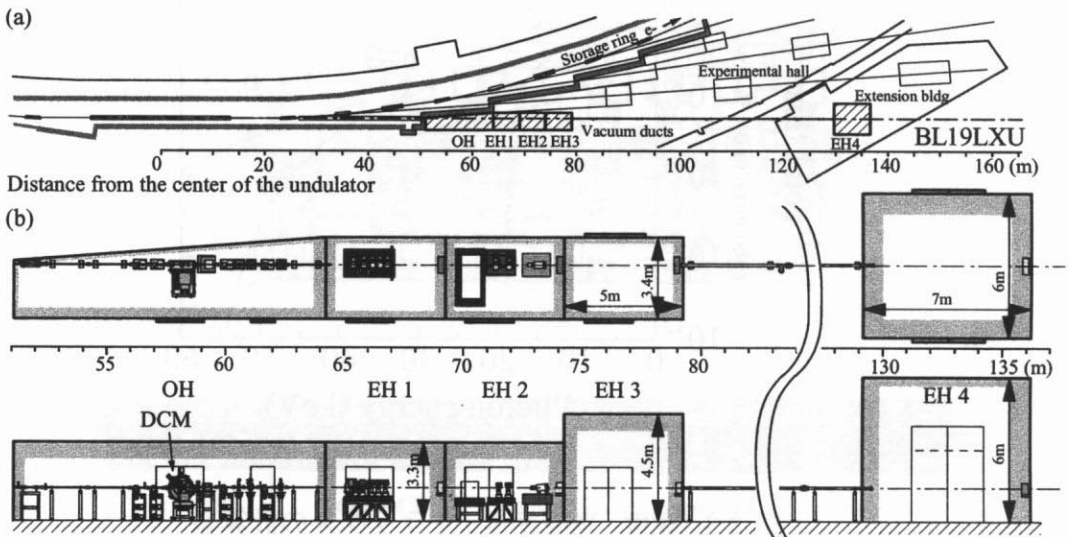


図 3.5: ビームラインレイアウト

ビームラインの設置場所 (a) 及び レイアウト (b)。ビームラインは光学ハッチと4つの実験ハッチから構成されている。二結晶分光器を含むビームライン光学系は光学ハッチの中に設置されている。

3.3 光学系

ロングアンジュレータの最大放射パワーは 35 kW であるが、このうち大部分の軸外れの熱負荷は、前節で述べたようにフロントエンド部にて除去される。このため、二結晶分光器¹¹、ビームライン輸送系¹²、放射線遮蔽ハッチ¹³、排気系¹⁴、制御系^{15,16}といったビームライン要素類は、SPring-8 の標準的なアンジュレータビームラインに準じて設計を行った。ビームラインのレイアウトを図 3.5 に示す。蓄積リング棟内には光学ハッチと 3 つの実験ハッチ (実験ハッチ 1-3) を設置し、さらに蓄積リング棟付属施設 W 内に 1 つの実験ハッチ (実験ハッチ 4) を設置した。ビームラインの高真空部の終端には、ベリリウム窓 (0.2 mm 厚) が用いられている。また、ビームラインユーティリティとして、タイミング系実験のため 508.58 MHz の蓄積リング加速 rf 信号を供給した。また、実験ハッチ内には精密空調装置 (± 0.1 K 制御) を設置した。

本ビームラインにおける最大パワーは 2 kW 以上、また、分光器位置 (アンジュレータ中心から 58 m) での最大パワー密度は 580 W/mm^2 と見積もられる。よって、分光結晶の冷却は重要な課題の一つである。これまで、SPring-8 標準アンジュレータビームラインにて、様々な冷却方式による熱負荷のテストが行われてきた。液体窒素冷却シリコン結晶と水冷ピンポストシリコン結晶は、ともに 500 W 入射時にも熱による歪みを伴わないことが確認された¹⁷。これらの結果をふまえ、本ビームラインでは、冷却方式として Si (111) 結晶の液体窒素間接冷却を採用した¹⁸。結晶のサイズは、第一結晶が $90 \times 50 \times 35 \text{ t mm}^3$ 、第二結晶が $80 \times 50 \times 35 \text{ t mm}^3$ である。結晶は、両側面をホルダーによって挟み込まれることで固定されている。熱接触をとるため、両者の間にはインジウムシートが挿入された。

3.4 性能試験

ビームラインの性能試験を行った。まず、熱負荷が無視できる状態で、エネルギースペクトルを測定した。図 3.6 に、アンジュレータギャップ 50 mm のときのエネルギースペクトルを白丸で示す。スペクトル測定において、ビームの軸芯、特に垂直方向の位置決めを精度よく行うことが重要である。開口を絞ったフロントエンドスリットを垂直方向にスキャンしながら、3 倍高調波のスペクトルが最も高エネルギー側にシフトする位置を求めることで、 $2 \mu\text{rad}$ 以上の精度で軸芯が定めた。実線で表される計算値のプロファイルと比べて、スペクトルが劣化している。この原因として、地磁気の影響が考えられた。これを補正するため、アンジュレータ内のロングコイルが励磁された。最終的に、水平方向に 0.1 G の一様磁場をかけることでほぼ計算通りのスペクトルが得られた (図中黒丸)。すなわち、長尺アンジュレータでは、地磁気のような弱い磁場も補正する必要があることを初めて確認した。

次に、各アンジュレータギャップに対して、分光器のエネルギーをアンジュレータ 1 次光のピークに合わせて測定した結果を図 3.7 に示す。各ギャップにおいて二結晶分光器

(Si 111 反射) をエネルギースキャンして最大強度に合わせた。フロントエンド部の XY スリット (FE スリット) の開口は $0.7 \times 1.0 \text{ mm}^2$ (垂直 \times 水平) に固定された。検出器としては、p-i-n フォトダイオード (浜松フォトニクス S3590-09)、シンチレーションカウンター (応用光研 SP-10) 等の異なるタイプの検出器を併用することで、信頼性を高めた。このうちシンチレーションカウンターは、コリメータによって見込む立体角を制限した上で、 $90^\circ(2\theta)$ 方向に空気散乱される X 線を計数している。測定値の誤差は、 $\pm 10\%$ 程度と見込まれている。フラックスの最大値は 1.8×10^{14} photons/s に達しており、計算値の 6-7 割程度である。SPring-8 で標準的な 4.5 m 長アンジュレータビームライン 29XU における FE スリットサイズ $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$ の下での同様な測定結果¹⁷ と比較すると、約 3 倍のフラックスが得られた。前節の計算によると、フラックスは 3.5 倍となるはずであるが、この差は FE スリットの水平方向サイズ (1.0 mm) が central cone に比べて小さいことに起因する。また、実験ハッチ 1 におけるビームサイズは、FE スリットサイズ $0.7 \times 1.0 \text{ mm}^2$ のとき、 $0.5 \times 1.2 \text{ mm}^2$ (FWHM) であった。

図 3.7 の測定において、最大の熱負荷は、12 mm ギャップにおいて 540 W に達している。このような非常に大きい熱負荷をかけた場合にも、第一結晶の顕著な熱歪みは観測されなかった。図 3.8 に ギャップ 12 mm、ブラッグ角 15.80° の条件下で、実験ハッチ 1 にて測定された Si 333 単色光 ($E = 21.8 \text{ keV}$) の空間プロファイルを示す。FE スリット開口は $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ (a) 及び $0.5 \times 0.9 \text{ mm}^2$ (b) である。後者は、冷却系の熱処理能力の限界に近いが、空間分布に大きなみだれはみられない。

さらに、アンジュレータギャップ 12 mm において、二結晶分光器 (Si 111 反射) のエネルギースキャンにより、アンジュレータのスペクトルを測定した (図 3.9)。スペクトルの測定エネルギー範囲は、5-37.7 keV である。FE スリットの開口は $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ に固定した。分光結晶間の平行度は、エネルギーを変えた都度、強度が最大になるように第 1 結晶の微回転 ($5 \mu\text{rad}/\text{step}$) により調整した。検出には、先の測定と同様、複数の検出器を併用した。5 次高調波に至るまでスペクトルの大きな劣化はみられない。ここでも、測定値は計算値の 6-7 割程度であり、この種の絶対強度測定としては妥当な値である。

これらの一連の測定の結果、長尺アンジュレータ及び光学系が設計通りに機能していることを確認した。

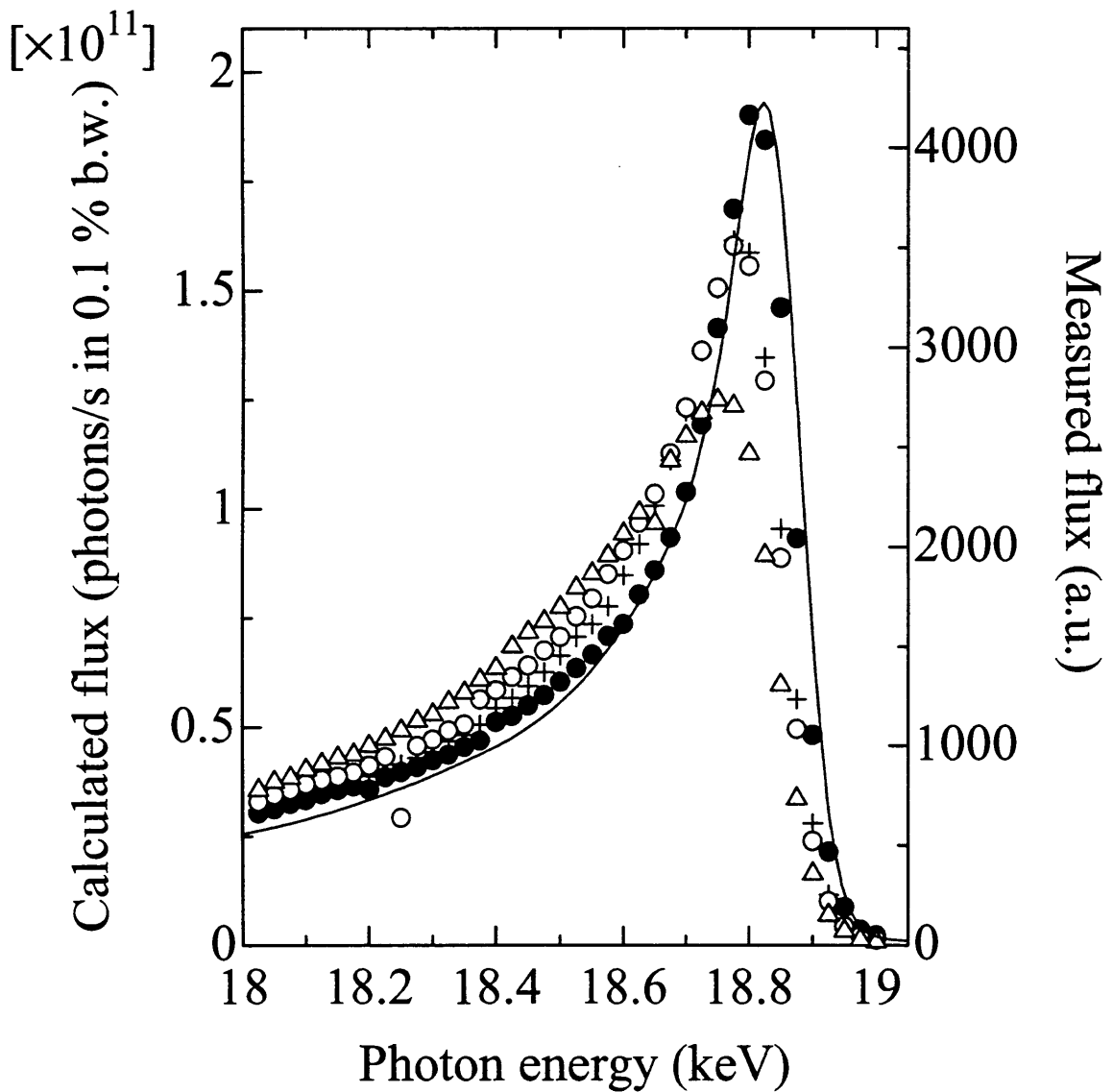


図 3.6: 均一磁場補正のアンジュレータスペクトルに与える影響

アンジュレータギャップ 50 mm, FE スリット開口 $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ のもとで測定されたアンジュレータスペクトルを示す. 磁場補正の量は, $-0.5 \times 10^{-5} \text{ T}$ (白三角), 0 T (白丸), $1.0 \times 10^{-5} \text{ T}$ (黒丸), $2.0 \times 10^{-5} \text{ T}$ (十字) である. これらの磁場補正は, アンジュレータ真空チェンバーの外側に配置してあるロングコイルを励磁することによってなされた. 実線は計算値を示す.

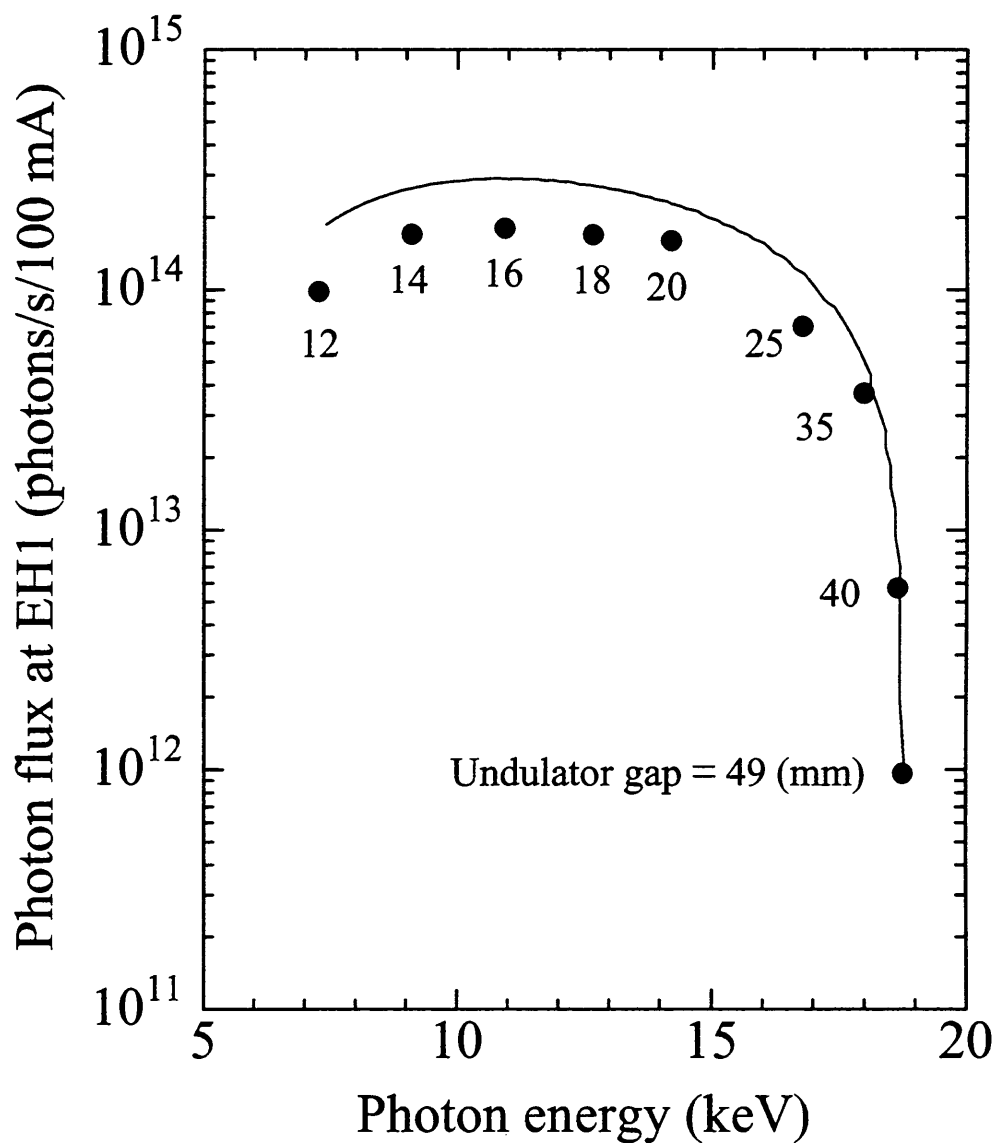


図 3.7: Si 111 単色光のピークフラックス

アンジュレータの各ギャップに対して、1次光のピーク位置でのフォトンフラックスの測定値 (黒丸) 及び計算値 (実線) を示す。測定値は空気や検出器の窓材による吸収等を考慮して、また計算値はビームパス中のグラファイトフィルタ及びベリリウム窓による吸収を考慮して、ともに輸送系終端である実験ハッチベリリウム窓直下流のフラックスに換算されている。

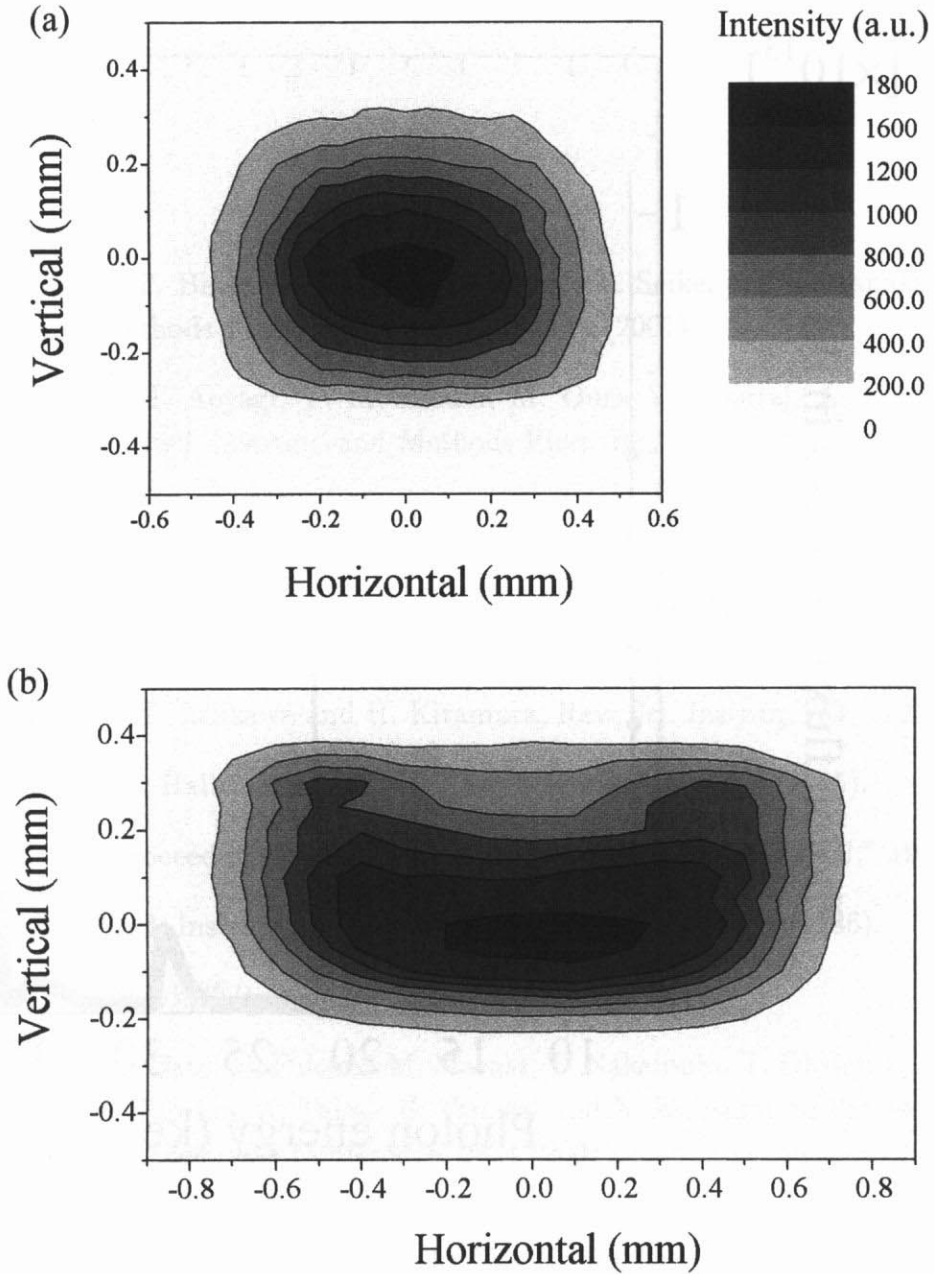


図 3.8: Si 333 回折光の空間プロファイル

実験ハッチにおいて測定された Si 333 回折光の空間プロファイル. 実験ハッチ内の $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 開口のスリットスキャンによって測定された. アンジュレータギャップは 12 mm で, 3 次光のピークエネルギーにて測定した ($E = 21.8 \text{ keV}$, $\theta_B = 15.8^\circ$). FE スリット開口は $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ (a) 及び $0.5 \times 0.9 \text{ mm}^2$ (b) である.

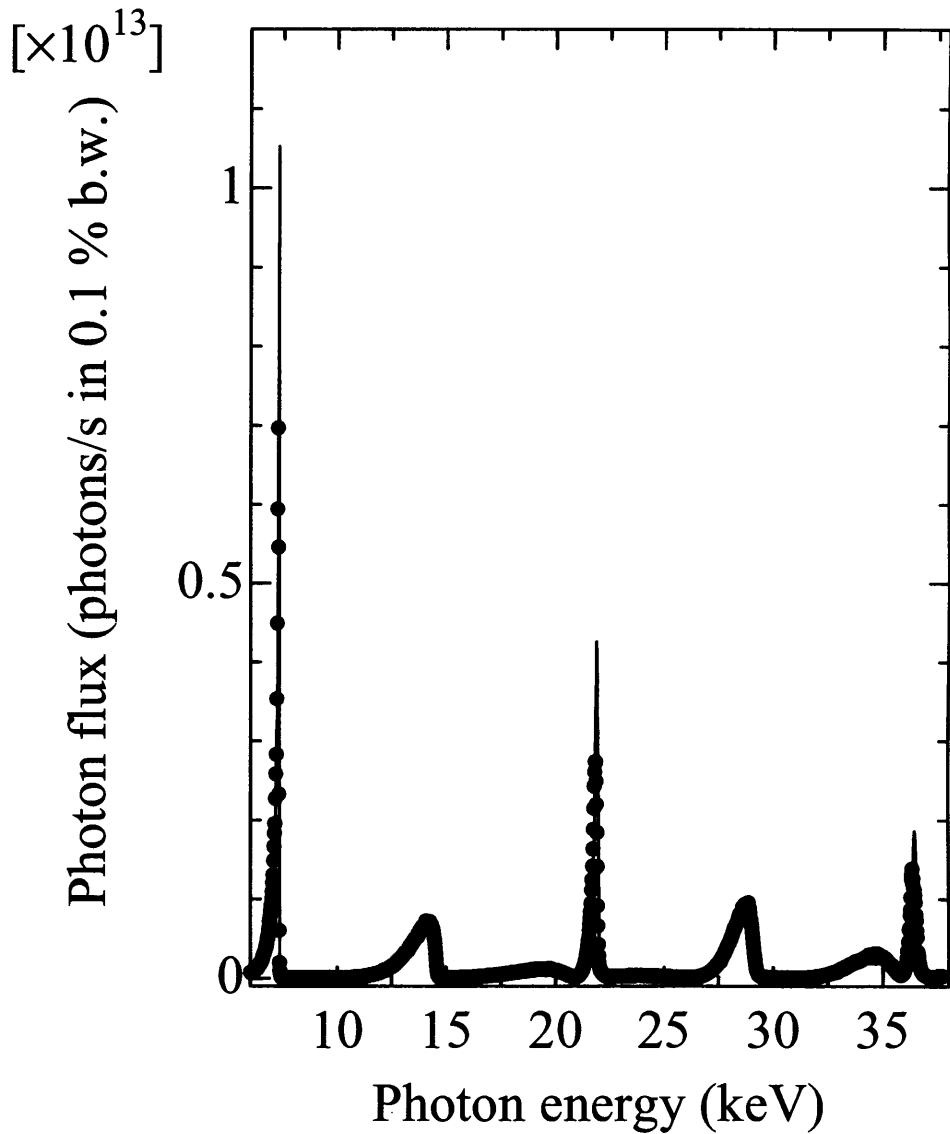


図 3.9: アンジュレータスペクトル

アンジュレータギャップ 12 mm, FE スリット開口 $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ のもとで測定されたアンジュレータスペクトル (黒丸). 実線は計算値を示す. 測定値, 計算値ともに実験ハッチベリリウム窓直下流のフォトンフラックスに換算されている.

参考文献

- [1] H. Kitamura, T. Bizen, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, and T. Tanaka, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **467-468**, 110 (2001).
- [2] S. Takahashi, H. Aoyagi, T. Mochizuki, M. Oura, Y. Sakurai, A. Watanabe, and H. Kitamura, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **467-468**, 758 (2001).
- [3] M. Yabashi, T. Mochizuki, H. Yamazaki, S. Goto, H. Ohashi, K. Takeshita, T. Ohata, T. Matsushita, K. Tamasaku, Yoshihito Tanaka, and T. Ishikawa, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **467-468**, 678 (2001).
- [4] T. Hara, M. Yabashi, T. Tanaka, T. Bizen, S. Goto, X. M. Maréchal, T. Seike, K. Tamasaku, T. Ishikawa and H. Kitamura, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1125 (2002).
- [5] D. Attwood, K. Halbach, and K.-J. Kim, *Science*, **228**, 1265 (1985).
- [6] K.-J. Kim, "Proceedings of US Particle Accelerator Summer School," 1986.
- [7] K.-J. Kim, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **246**, 71 (1986).
- [8] 北村 英男, "挿入光源ハンドブック'96," JASRI, 1996.
- [9] H. Ohkuma, S. Daté, K. Fukami, M. Masaki, T. Nakamura, T. Ohshima, K. Soutome, S. Takano, K. Tamura, K. Takao, H. Tanaka, and N. Kumagai, in *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference*, 2824 (2001).
- [10] S. Yamamoto, T. Shioya, M. Hara, H. Kitamura, X. W. Zhang, T. Mochizuki, H. Sugiyama, and M. Ando, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 400 (1992).
- [11] M. Yabashi, H. Yamazaki, K. Tamasaku, S. Goto, K. Takeshita, T. Mochizuki, Y. Yoneda, Y. Furukawa, and T. Ishikawa, *Proc. SPIE*, **3773**, 2 (1999).
- [12] S. Goto, M. Yabashi, H. Ohashi, H. Kimura, K. Takeshita, T. Uruga, T. Mochizuki, Y. Kohmura, M. Kuroda, M. Yamamoto, Y. Furukawa, N. Kamiya, and T. Ishikawa. *J. Synchrotron Radiat.* **5**, 1187 (1998).

- [13] K. Takeshita, S. Goto, M. Yabashi, H. Ohashi, and T. Ishikawa, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 829 (2001).
- [14] H. Ohashi, S. Goto, H. Kishimoto, T. Murase, M. Ishikki, Y. Suzuki, H. Kimura, K. Takeshita, and T. Ishikawa, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 801 (2001).
- [15] T. Ohata, T. Nakatani, Y. Furukawa, K. Tamasaku, M. Ishii, M. Takeuchi, R. Tanaka, and T. Ishikawa, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 820 (2001).
- [16] T. Matushita, T. Ishizawa, T. Nakatani, T. Ohata, Y. Furukawa, M. Takeuchi, M. Ishii, H. Kimura, S. Goto, K. Takeshita, T. Kudo, T. Takagi, and T. Ishikawa, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 816 (2001).
- [17] K. Tamasaku, Y. Tanaka, M. Yabashi, H. Yamazaki, N. Kawamura, M. Suzukik, and T. Ishikawa, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 686 (2001).
- [18] T. Mochizuki, Y. Kohmura, A. Awaji, Y. Suzuki, A. Baron, K. Tamasaku, M. Yabashi, H. Yamazaki, and T. Ishikawa, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 647 (2001).

第4章 高分解能X線分光器

4.1 背景

X線領域の高分解能分光器 (High-Resolution Monochromator, HRM) は、主として非弾性散乱^{1,2} (XIS) や核共鳴散乱³ (NRS) といった実験に供するため開発されてきた。前者の場合は、スペクトルの分解能を高めるために用いられる。また、後者の場合は、核共鳴前方散乱実験では、非共鳴成分を抑止することで効率よく共鳴成分を検出する目的で、また、核共鳴非弾性散乱実験⁴ では分解能を高める目的で使用される。

これまで、結晶光学系を用いて $\Delta E/E \sim 10^{-7}$ – 10^{-8} の分解能が達成されている。このために、大きく分けて2通りのやり方がある。1つは、Bragg角が 90° に近い反射(背面反射)の利用⁵⁻⁸、もう一つは、複数回の非対称反射の利用である⁹⁻¹⁶。前者の方法は高い反射率と広い angular acceptance という長所があるが、利用できる波長 λ は $2d$ (d は格子定数)に限られ、また分解能 $\Delta E/E (\simeq |\chi_g|)$ も固定される^{5,17}。さらに、入射光と回折光の空間的なオーバーラップを防ぐため、専用に設計された大型のビームラインを必要とする。これに対して、後者は非対称度を変化させることで、波長、バンド幅とも幅広い選択ができ、コンパクトな設計が可能である。

ここで後者の発展をたどるために、 ^{57}Fe の核共鳴散乱 ($E = 14.412$ keV) 用の HRM の歴史に着目しよう。1987年、Faigelらが2つの channel-cut 結晶を直列に組み合わせた $(+n, -n, -n, +n)$ 配置の HRM をつくり、 $\Delta E = 5$ meV のバンド幅を達成した⁹。しかし、この分光器は、angular acceptance が小さい (~ 2 μrad) という欠点があった。これを補うため、Ishikawaらは、2つの channel-cut を入れ子構造に配置した、いわゆる nested-channelcut geometry, $(+n, +m, -m, -n)$ 配置を考案した^{10,11}。しかし、この方法では、分解能を高めるために非対称度を大きくすると結晶のサイズが巨大になってしまうという問題があった。また、channel-cut 結晶の表面処理は機械加工が困難であり、ビームの質を劣化させる可能性があった。1997年、2枚の平板結晶を用いた、高次の非対称反射による $(+n, +n)$ 配置が提案され¹³、分解能は改善された ($\Delta E = 0.92$ meV¹⁴ 及び 0.65 meV¹⁵)。しかしながら、この方法にも幾つかの欠点がある。まず、分解能を高めるために極端な非対称反射を用いる必要があるが、このとき反射率は低下し、ビームの質は結晶の表面処理に極めて敏感になる。また、表面の全反射を考慮すると分解能は制約を受け¹⁸、Toellnerらによって $E = 14.41$ keV における限界は $\Delta E \sim 300$ μeV であると見積もられている¹⁴。さらに、この方法は、前の2つの方法と異なり、出射ビームの方向が入射ビームと平行 (in-line

geometry) でないため、後置光学系を組むのが困難になる。

本研究では、従来よりさらに高分解能で、かつ in-line geometry となるような分光器の開発を行った¹⁹。特に、強度干渉実験への応用を主たる目的に定めた。結晶分光器の分解能は、ビームのコリメーションと密接な関わりがある。本研究では、非対称反射を繰り返し利用することにより非常に良くコリメートされた X 線束をつくり、これを dispersive に組み合わせることにより非常に高い分解能を実現した。

4.2 原理

動力的回折理論²⁰⁻²⁵

完全結晶の X 線回折は、動力的回折理論 (dynamical theory of diffraction) によって記述される。動力的回折理論は、C.G. Darwin, P.P. Ewald, M.von Laue らにより導出されたが、中でも Laue は、完全結晶を周期的な誘電率の場とみなした上で Maxwell 方程式を解いて結晶中の波動場を求める、という取り扱いを提唱した。特に、同時反射を意図しない大方の X 線回折の実験条件では、ある 1 つの格子面にのみ着目して波動場を記述でき (2 波近似)、結晶中の波数ベクトルの始点は 2 葉に分かれた分散面 (dispersion surface) を描く。さらに、波数ベクトル及び波動振幅に関する接続条件 (Snell の法則 及び Fresnel の式に相当する条件) を用いることで、結晶内の波動場を結晶外に接続することが可能となる。

ここで、Bragg case と呼ばれる図 4.1 (a) のような配置を考えよう。結晶は十分厚く、裏面の影響は無視できるものとする。入射波数ベクトル、出射波数ベクトル、結晶表面の (内向き) 法線単位ベクトル、及び逆格子ベクトルをそれぞれ k_0 , k_G , ν , G とする。これらを分散面とともに逆空間上に描いたのが図 4.1 (b) である。ここで、 k_0 は LO で与えられる。入射角を変えたとき、始点 L は円弧 T'_0 上を動く。Lorentz 点 L_0 からの deviation angle, すなわち真空中の Bragg 条件からのずれ角を $\Delta\theta$ とすると $\overline{L_0L} = k\Delta\theta$ となる。また、結晶中の分散面は α 及び β の 2 つのブランチに分かれており、結晶内の波動ベクトルへは、点 L から ν 方向に直線を引いて分散面との交点を求めることで接続される (分散面の太線は、物理的に励起できる範囲を示す)。図からわかるように、点 L が L_α と L_β の間にあるとき、分散面は励起されない。つまり、結晶に入射した X 線のエネルギーは、内部の波動場に与えられず、全反射される。

実際に、単色平面波の入射光に対して、2 波近似のもとで Maxwell 方程式を解いて外場と接続させると、中心対称性をもつ結晶からの回折線の反射率は、最終的に次のように与えられる。

$$R = L - \sqrt{L^2 - 1}, \quad (4.1)$$

$$L = \frac{\sqrt{(W^2 - 1 - g'^2 + |\kappa|^2)^2 + 4(g'W - |\kappa|)^2 + W^2 + g'^2}}{1 + |\kappa|^2}, \quad (4.2)$$

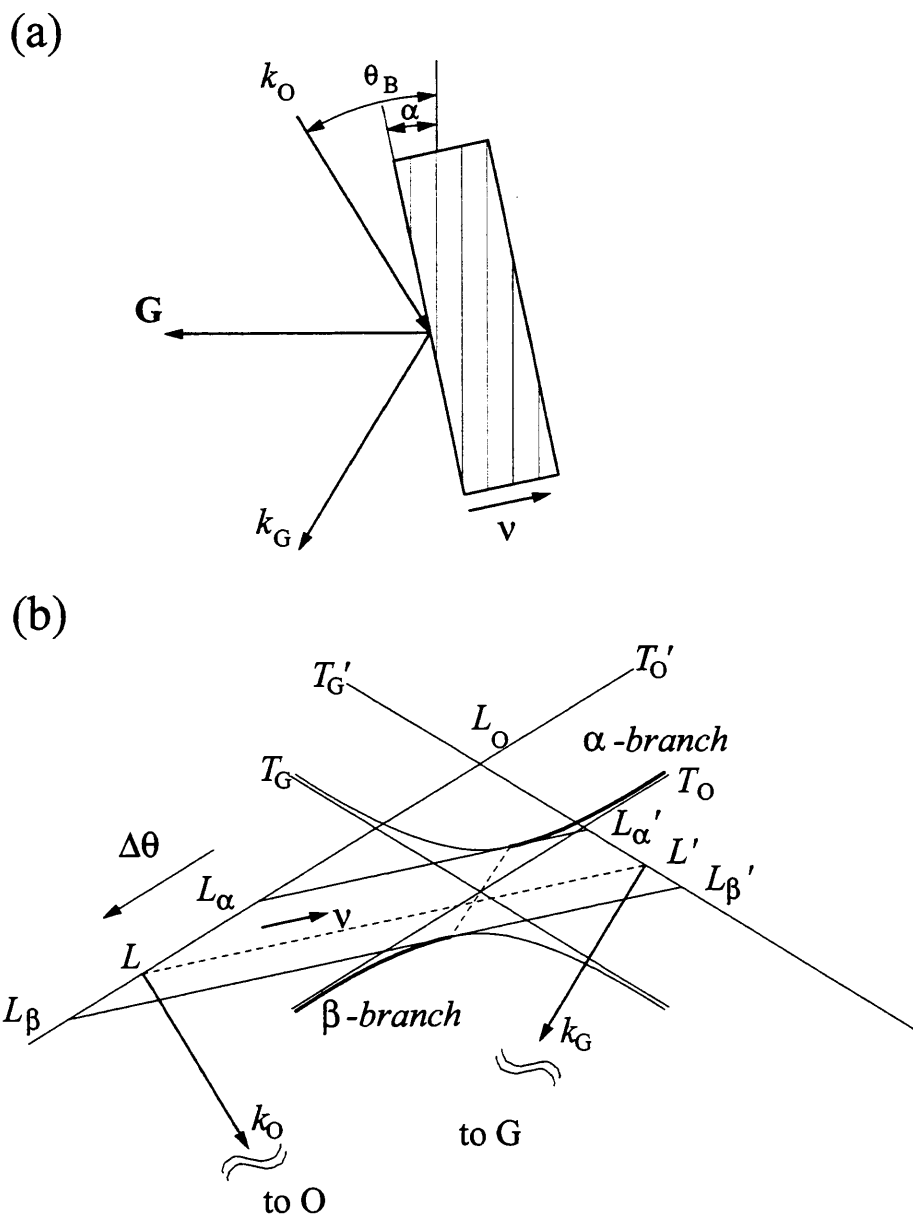


図 4.1: 完全結晶による回折
 ブラッグケースの実空間での結晶配置を (a) に, 対応する逆空間を (b) に示す.

$$W = \frac{\sqrt{|b|}}{|P||\chi'_g|} \left(\Delta\theta_o \sin 2\theta_B + \frac{\chi_o}{2} \left(1 - \frac{1}{b} \right) \right), \quad (4.3)$$

$$g' = \frac{\chi_o''}{2|P||\chi'_g|} \left(\sqrt{|b|} + \sqrt{\frac{1}{|b|}} \right), \quad (4.4)$$

$$|\kappa| = \frac{|\chi_g''|}{|\chi'_g|}. \quad (4.5)$$

ここで、 $\chi_o = \chi'_o + i\chi''_o$ 及び $\chi_g = \chi'_g + i\chi''_g$ は電気感受率の O (G) 方向の Fourier 成分を表し、古典電子半径 r_e 、波長 λ 、ユニットセルの体積 V 、結晶構造因子 F_o 、 F_g を用いてそれぞれ次のように与えられる。

$$\chi_o = -\frac{r_e \lambda^2}{\pi V} F_o, \quad (4.6)$$

$$\chi_g = -\frac{r_e \lambda^2}{\pi V} F_g. \quad (4.7)$$

また、 b は非対称因子と呼ばれ、 \mathbf{k}_O と ν の内積を γ_o 、 \mathbf{k}_G と ν の内積を γ_g 、結晶表面と格子面のなす角を α として、次のように定義される。

$$b = \frac{\gamma_o}{\gamma_g} = -\frac{\sin(\theta_B - \alpha)}{\sin(\theta_B + \alpha)}. \quad (4.8)$$

特に $b = -1$ の場合は対称反射と呼ばれている。さらに、 P は偏光因子と呼ばれ、 σ (π) 偏光に対して 1 ($\cos 2\theta_B$) の値をとる。

次に、これらの関係式から導かれる重要な性質を列挙する。

1. 吸収が無視できる場合 ($g' = \kappa = 0$)、式 (4.1)、(4.2)、(4.3) より $-1 \leq W \leq 1$ のとき $R = 1$ となることがわかる。すなわち、この領域が全反射条件に相当する。
2. 入射線の deviation angle $\Delta\theta_o$ を W の関数として書くと、式 (4.3) より

$$\Delta\theta_o = \frac{|P||\chi'_g|}{\sin 2\theta_B \sqrt{|b|}} W - \frac{\chi_o}{2} \left(1 - \frac{1}{b} \right), \quad (4.9)$$

と与えられる。対称反射 ($b = -1$) のとき、全反射領域 ($-1 \leq W \leq 1$) に相当する角度幅は

$$\omega_s = \frac{2|P||\chi'_g|}{\sin 2\theta_B}, \quad (4.10)$$

と表される。 ω_s は $|\chi'_g|$ に比例し、 $10^{-5} \sim 10^{-7}$ (rad) のオーダーである。また、非対称反射の場合の角度幅は $\omega_s |b|^{-\frac{1}{2}}$ と与えられる。

3. 2と同様に, 回折線の真空中の Bragg 条件からの deviation angle を $\Delta\theta_g$ とおくと, 図 4.1 (b) 中の $\overline{L_oL'}/k$ に等しく,

$$\Delta\theta_g = \frac{\sqrt{|b|\omega_s}}{2}W - \frac{\chi_o}{2}(1-b), \quad (4.11)$$

と表される. 全反射領域の出射角度幅は $\omega_s|b|^{\frac{1}{2}}$ と与えられ, 入射側と出射側で全反射幅は $|b|$ 倍だけ異なる. よって, 非対称反射を利用して, ビームを collimate ($|b| < 1$) または expand ($|b| > 1$) することが可能となる.

4. 式 (4.9) 及び (4.11) より, 全反射領域の中心 ($W = 0$) は真空中の Bragg 条件を満たす角度 $\Delta\theta_o = \Delta\theta_g = 0$ とは異なっている. その角度差は, 入射側, 出射側でそれぞれ

$$\bar{\theta}_o = -\frac{\chi_o}{2}\left(1 - \frac{1}{b}\right), \quad (4.12)$$

$$\bar{\theta}_g = -\frac{\chi_o}{2}(1-b), \quad (4.13)$$

と表される. 両者の差は $\bar{\theta}_g - \bar{\theta}_o = \chi_o(b - b^{-1})/2$ と表され, $|b| \neq 1$ のとき 0 とは異なる. この効果は, 非対称反射を連続して用いる際に考慮する必要がある (4.3 節参照).

5. 一般に $|\kappa| \ll 1$ が成り立つため, これを 0 とおいたときの反射率は, 全反射領域の中心 ($W = 0$) において

$$R = 1 + 2g'^2 - 2g'\sqrt{1 + g'^2}, \quad (4.14)$$

と表せ, g' が 0 から増加するにつれて単調に減少する. ここで, g' は $|\chi'_g|$ に反比例するため, $|\chi'_g|$ が小さい, すなわち高次の反射ほど反射率は低下する. このことは, $|\chi'_g|$ が小さいとき, 結晶のより内部まで X 線が侵入することを意味する [式 (4.15)]. さらに, 式 (4.4) より g' は非対称度 (またはその逆数) の平方根にほぼ比例して増大する. すなわち, 非対称度が大きいほど, 強い吸収を受ける.

これらは, 次のような考察によっても定性的に理解できる. 吸収がないとき, X 線の結晶への進入距離 (強度が $1/e$ になる距離) を表面に対して垂直方向の距離 z_e で表すと,

$$z_e = \frac{\lambda\sqrt{|\gamma_o||\gamma_g|}}{2\pi|P||\chi'_g|}, \quad (4.15)$$

となる. この深さを X 線の進行方向の距離 l_e に換算すると, 幾何学的な考察により,

$$l_e = z_e \left(\frac{1}{|\gamma_o|} + \frac{1}{|\gamma_g|} \right), \quad (4.16)$$

となる。一方、線吸収係数は $\mu = 2\pi|\chi''_o|/\lambda$ と表せるため、吸収による強度変化は、吸収が小さいという仮定の下で

$$\exp(-\mu l_e) = 1 - \frac{|\chi''_o|}{|P||\chi'_g|} \left(\sqrt{|b|} + \frac{1}{\sqrt{|b|}} \right) = 1 - 2g', \quad (4.17)$$

となり、 $g' \ll 1$ のときの式 (4.14) の表式と一致する。

DuMond 図

ここで、結晶光学系の特性を視覚的に表すために、波長・エネルギーを軸にとった位相空間である、DuMond 図を導入する^{26,27}。まず、Bragg の式 $\lambda = 2d \sin \theta_B$ を考える。 θ_B が $\theta_B + \Delta\theta$ に変化したとき、Bragg の式を満たす波長を $\lambda + \delta\lambda$ 、エネルギーを $E - \delta E$ とすると、

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta E}{E} = \Delta\theta \cot \theta_B, \quad (4.18)$$

と計算できる。対称反射の場合、完全結晶は全反射角度幅 ω_s をもつことから、DuMond 図上にプロットすると、図 4.2 (a) 中の帯で表される。一方、この結晶に入射する白色の平面波は、縦軸に平行な直線で表され、回折線は、両者の重なり部分で表される。これが、DuMond 図上における最も基本的な分光作用の表現である。この場合の回折線のエネルギー分解能 $\Delta E/E$ は、式 (4.7) 及び (4.10) を用いると

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{E} &= \omega_s \cot \theta_B \\ &= \frac{2|P||\chi'_g|}{\sin 2\theta_B} \cot \theta_B \\ &= \frac{4d^2|P|r_e F'_g}{\pi V}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

となる。これより、 $\Delta E/E$ は波長に依存しないことがわかる。高次の反射面を用いて d 、 F'_g をともに小さくすることにより、 $\Delta E/E$ を小さくする、すなわち分解能を高めることが可能である。

(+, +) 配置

入射線が有限の角度幅をもつ場合、複数の結晶を組み合わせることで、波長分散のエネルギーバンド幅に与える影響を低減させることができる。ここで、4.1 節で紹介した非対称反射を 2 枚組み合わせた $(+n, +n)$ 配置を考えよう。それぞれの結晶の非対称度が $b_1 = 1/b_2 = b$ のとき、第 1 結晶の射出側と第 2 結晶の入射側を表す DuMond 図は図 4.2 (b)

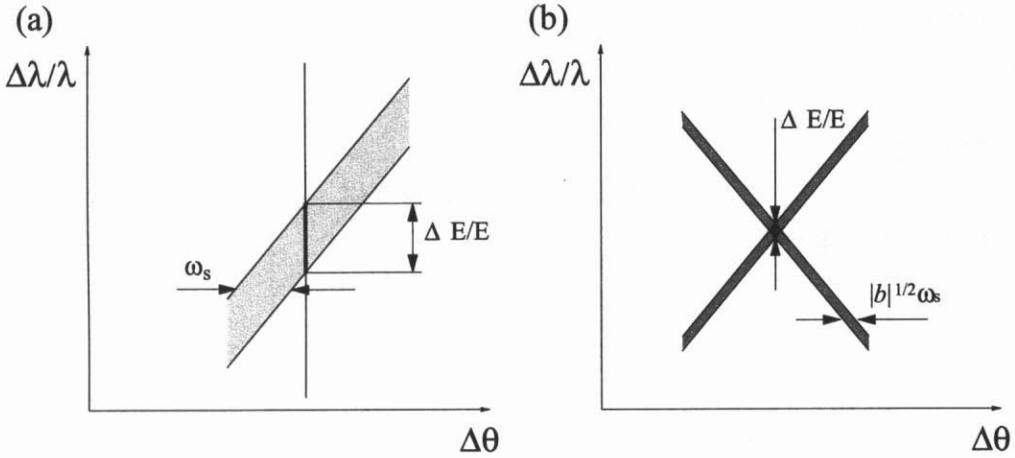


図 4.2: DuMond 図

(a) 対称反射の結晶に白色の平面波が入射したときの DuMond 図, 及び (b) 非対称反射を用いた (+n, +n) 配置の DuMond 図を示す.

のように表され, ここから容易にバンド幅が導かれる. すなわち,

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{|b|} \omega_s \cot \theta_B. \tag{4.20}$$

バンド幅を狭くするには, 高次の反射を用いるとともに, 非対称度 $|b|$ を小さくすればよい. ここで, (運動学的な) glancing angle $\theta_{in} = \theta_B - \alpha$ が小さく, かつ $\theta_B \simeq 0^\circ, 90^\circ$ でない場合, 非対称度は近似的に $|b| = \theta_{in} / \sin 2\theta_B$ で与えられ, $|b|$ は θ_{in} に比例して小さくなる. よってバンド幅を狭めるためには θ_{in} を小さくすればよい. しかし, この手法には限界がある. なぜなら, θ_{in} が全反射の臨界角 $\theta_c = \sqrt{\chi'_o}$ に近づくとつれ, 分散面の線形近似が成り立たなくなり, 実効的な非対称度は 0 でない極値をとるからである. 分散面の曲率を考慮に入れた計算の結果, $\theta_{in} = \theta_c$ のとき非対称の効果は最大となり, 分解能は最小値

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\frac{2\sqrt{\chi'_o}}{\sin 2\theta_B}} \omega_s \cot \theta_B, \tag{4.21}$$

をとる. ここで, $E = 14.412 \text{ keV}$ の X 線をシリコン結晶で分光することを考える. このエネルギーで最も次数が高いのは 11 5 3 (9 7 5) 反射面 ($\theta_B = 80.4^\circ, \omega_s = 1.85 \mu\text{rad}$) で, $\chi'_o = 4.68 \times 10^{-6}$ を用いると, バンド幅の下限値を $\Delta E \sim 0.3 \text{ meV}$ と見積もることがで

きる ($\theta_c = 2.16 \times 10^{-3} \text{ rad} = 0.124^\circ$). しかし, 分解能を高めるために, 極端な非対称反射を用いると, 反射率は低下する. 図 4.3 (a) に, 式 (4.1) (4.2) から計算された $W = 0$ のときの反射率を, glancing angle θ_{in} の関数として示す. θ_{in} が小さくなると, 非対称度 $|b|$ が小さくなるため g' が増加し [式 (4.4)], したがって反射率は低下する. この図より, θ_{in} が 0.5° を下回ると, 反射率は 50% 以下になることがわかり, 複数回反射繰り返すと損失はさらに増加する.

これらのことから, これまで開発された分光器では $|b| = 1/20$ ($\theta_{\text{in}} = 1^\circ$), $\Delta E \simeq 0.65 \text{ meV}$ 程度にとどまっている.

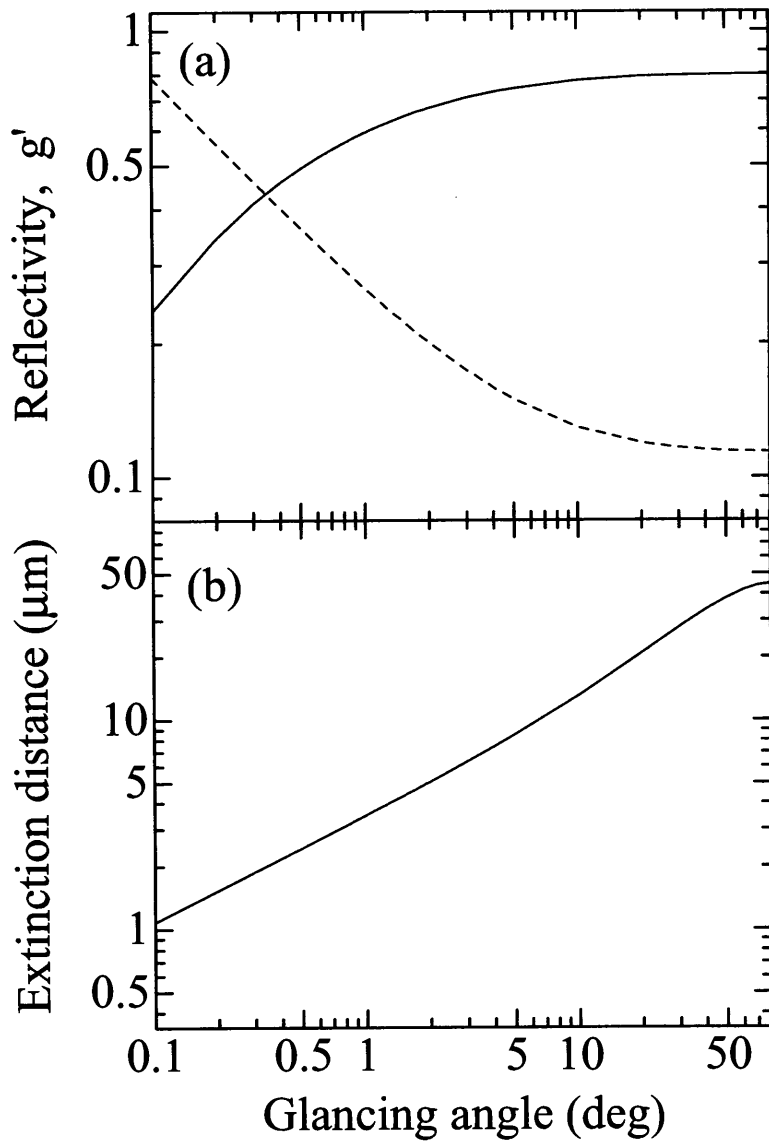


図 4.3: 反射率と g' (a) 及び消衰距離 (b) の θ_{in} 依存性

$W = 0$ のときの反射率 (実線) 及び g' (破線) の glancing angle θ_{in} 依存性 (a), 及び消衰距離 z_e の θ_{in} 依存性 (b) を示す. $E = 14.41$ keV, Si 975 反射面, $\theta_B = 80.4^\circ$, σ 偏光に対する計算値である.

(+, -, -, +) 配置

これまでの考察により、バンド幅を狭めることはビームのコリメーションと密接に関連していることがわかった。ここで、極端な非対称を用いることなく極限的なコリメーションを行うための手法として、複数回の non-dispersive 配置, すなわち $(+n, -n)$ 配置の非対称反射の利用が知られている^{28,29}。DuMond 解析により、コリメータを出射するビームの全反射幅は、 $\sqrt{|b_1||b_2|}\omega_s$ で与えられる。図 4.4 のように、このようなコリメータを dispersive に組み合わせる、つまり全体で $(+, -, -, +)$ 配置にすると、対応する DuMond 図は図 4.5 で示され、バンド幅は

$$\left| \frac{\Delta E}{E} \right| \approx \sqrt{|b_1||b_2|}\omega_s \cot \theta_B. \quad (4.22)$$

で与えられる。よって、式 (4.20) で与えられるバンド幅と比べて $|b_2|$ 倍小さいバンド幅が実現できる³⁰。

この配置で注意すべきことは、式 (4.9) 及び (4.11) により、第1結晶 (第3結晶) の出射側と第2結晶 (第4結晶) の入射側で全反射領域がシフトするということである³¹。シフト量 $\bar{\theta}_{g2} - \bar{\theta}_{o1} = \chi'_o (b_1 - b_2^{-1})/2$ が第2結晶の angular acceptance $|b|^{-\frac{1}{2}}\omega_s$ を超えてしまうと、同一の結晶から切り出した平行な反射面の組をそのまま用いることができず、角度補正が必要となる。

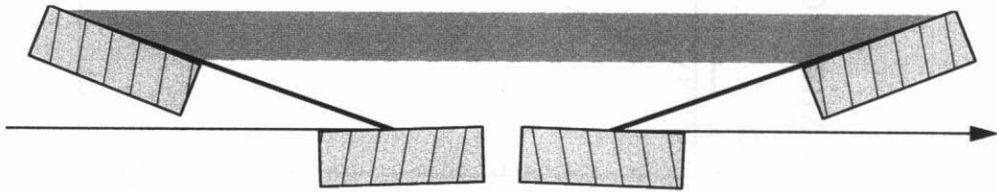


図 4.4: 4回反射の高分解能分光器

2組の平面波光学系が dispersive に置かれ、全体として $(+n, -n, -n, +n)$ 配置になっている。この例は、Bragg 角 80.4° 、表面と格子面のなす角度 $\alpha = \pm 78.4^\circ$ の場合を示す。非対称度は $|b| = |b_{1,2}| = 1/|b_{3,4}| = 1/10.4$ で与えられる。

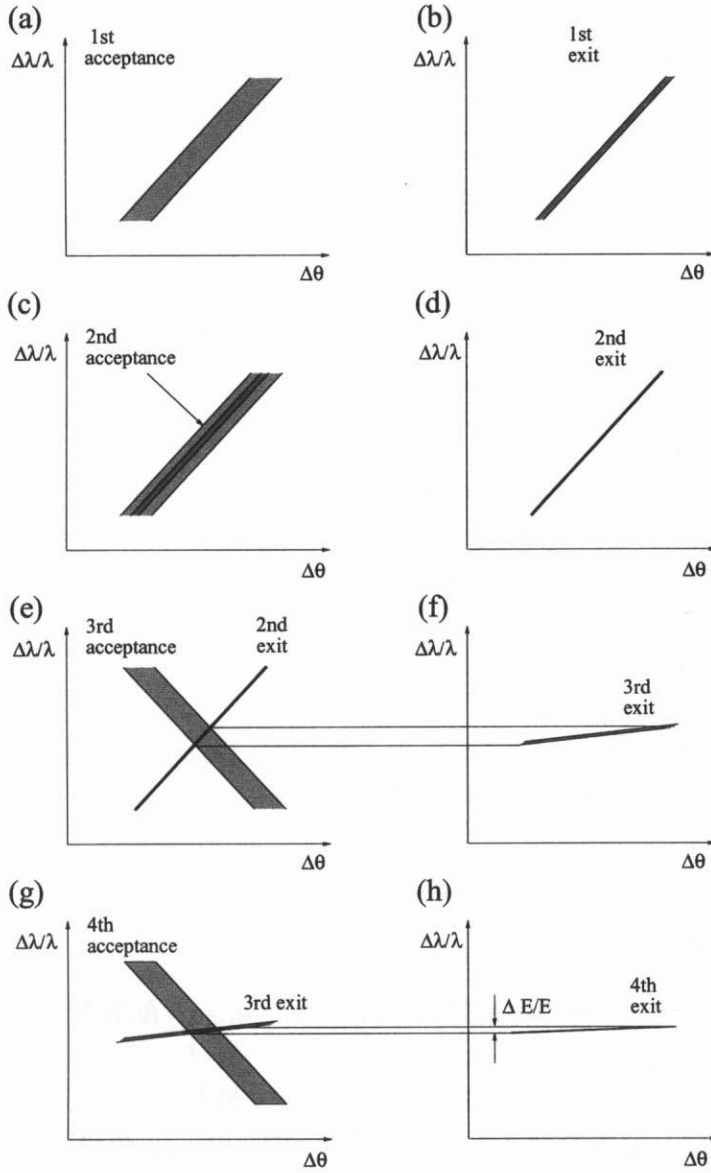


図 4.5: 4 回反射の高分解能分光器を表す DuMond 図

4 回反射の高分解能分光を表す DuMond 図. (a)-(h) はそれぞれ第 1 から第 4 結晶の入射及び出射側を示す

表 4.1: 高分解能分光器のパラメータ.

Parameter	Value
Photon energy E (keV)	14.412
Wavelength λ (Å)	0.86026
Reflecting plane	Si 11 5 3
Bragg angle θ_B	80.4°
χ'_o/χ''_o	$-4.68 \times 10^{-6}/-3.45 \times 10^{-8}$
χ'_g/χ''_g	$-3.03 \times 10^{-7}/-1.36 \times 10^{-8}$
Debye-Waller factor	0.56
$\kappa = \chi''_g / \chi'_g $	4.49×10^{-2}
Asymmetric angle $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2 = -\alpha_3 = -\alpha_4$	78.4°
Asymmetric factor $b = b_1 = b_2 = 1/b_3 = 1/b_4$	-1/10.4
Polarization factor $ P $ for π polarization	0.948
ω_s for σ/π polarization (μrad)	1.85/1.75
Reflectivity R of single reflection for σ/π polarization	0.67/0.66
Extinction distance z_e for σ/π polarization (μm)	5.1/5.4
Angular acceptance for σ/π polarization (μrad)	6.7/6.4
Spatial acceptance (μm)	100
Angular deviation $\bar{\theta}_o/\bar{\theta}_g$ for 1st & 2nd crystals (μrad)	26.7/2.6
Energy bandwidth for σ/π polarization (μeV)	102/97

4.3 デザイン

前節の最後に示した, 非対称反射の $(+n, -n, -n, +n)$ 配置を用いた分光器の設計を行った. 従来との比較をするため, HRM のエネルギーを $E = 14.41$ keV に定めた. FZ シリコン完全結晶を用い, 反射の次数はこのエネルギーで最も高い 11 5 3 反射に定めた. パラメータを表 4.1 に, 結晶配置を図 4.4 にそれぞれ示す. Bragg 角は $\theta_B = 80.4^\circ$ であり, 表面と格子面のなす角 α を 78.4° とすると, 非対称度は $|b| = 1/10.4$ ($b = b_1 = b_2 = 1/b_3 = 1/b_4$) と計算される. 数値計算³²の結果, $\sigma(\pi)$ 偏光に対してバンド幅は $\Delta E = 102$ (97) μeV と計算された. また, 分光器の angular acceptance は $\omega_s/\sqrt{b_1}$ で近似的に与えられ, $6.4 \mu\text{rad}$ と計算される.

表 4.1 より, 第1結晶と第2結晶の全反射領域の angular shift は $\bar{\theta}_{g2} - \bar{\theta}_{o1} = 24.1 \mu\text{rad}$ に達しており, 第2結晶の angular acceptance ($6 \mu\text{rad}$) より十分大きいと, 一体の結晶から切り出された反射面の組を用いることができない. しかし, 独立な平板結晶を用いて角度を制御することによりこのずれを補正可能である. また, 平板結晶は, 加工が容易で, mechano-chemical 研磨によって良質の表面仕上げが可能という利点ももつ. そこで, 図

4.6 に示すように, 4inch の FZ Si $\langle 111 \rangle$ インゴットから, 4 枚の平板結晶が切り出された. サイズは, $30 \times 25 \times 10 \text{ mm}^3$ ($L \times W \times T$) である. この結果, spatial acceptance は $0.1 \times 25 \text{ mm}^3$ ($L|b_1| \sin(\theta_B - \alpha_2) \times W$) となる. 反射面は, ディフラクトメータを用いて 0.05° の精度で切り出された. 結晶は, 加工歪みをとるために弗硝酸でエッチングされた後, 反射面は mechano-chemical 研磨された.

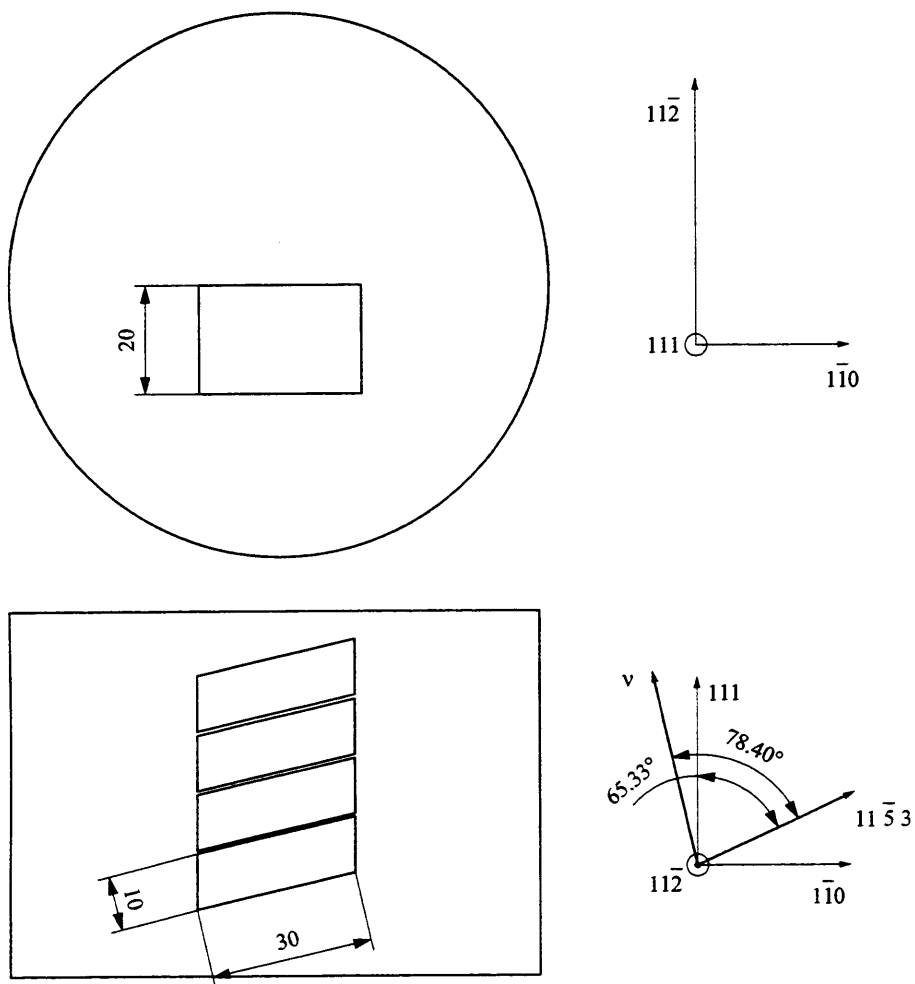


図 4.6: 結晶加工

4inch の Si $\langle 111 \rangle$ インゴットから 4 枚の平板結晶が切り出された.

4.4 実験

分光器のテストは、BL19LXU で行われた。分光器は、実験ハッチ 1 の中に組み込まれた。図 4.7 及び 4.8 に装置の写真を示す。4 枚の分光結晶は、2 台の共軸 2 軸ゴニオメータによって独立に角度制御された。強度干渉実験への応用を考え、散乱面は水平方向にとられた (第 5.3 章参照)。すなわち、結晶は、垂直方向の回転軸の周りに制御され、 π 偏光 が使用された。結晶は、結晶ホルダ上に接着剤を用いずに置かれた。また、結晶ホルダーと精密ゴニオメータの間には、スイベルステージ及び並進ステージが設置された。反射光の垂直方向のずれをオートレベルで追跡することにより、結晶の回折ベクトルを $120 \mu\text{rad}$ 以内で水平面内におさめた。また、ハッチの室温は、精密空調機によって 0.1 K の精度で制御されており、さらに装置の周りをビニルカバーで覆って空気の流れの影響を低減させた。

分光器のバンド幅は、 ^{57}Fe の核共鳴前方散乱 (Nuclear Forward Scattering, NFS³³) によって測定された。第 3 または第 4 結晶をスキャンしながら NFS の時間遅れ成分を測定した。DuMond 解析によると、第 3, 第 4 結晶の独立な回転 $\Delta\theta_3, \Delta\theta_4$ に対する energy shift ΔE は、それぞれ次のように表される。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{|b_3|} \right) \Delta\theta_3 \cot \theta_B, \quad (4.23)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2|b_3|} \Delta\theta_4 \cot \theta_B. \quad (4.24)$$

図 4.9, 4.10 にそれぞれ第 3, 第 4 結晶を回転させたときの結果を示す。ドリフトの影響を低減させるため、同様な測定を順方向, 逆方向に繰り返した。この結果, $\Delta E = 140 \pm 15 \mu\text{eV}$ (スリットサイズ $w_x \times w_y = 92.5 \times 500 \mu\text{m}^2$) 及び $\Delta E = 120 \pm 15 \mu\text{eV}$ (同 $22.5 \times 100 \mu\text{m}^2$) と求められた。これは、 $E = 14.41 \text{ keV}$ における従来のバンド幅の 5 分の 1 以下である。また、 $\Delta E/E$ は 8×10^{-9} に相当する。

透過強度は、それぞれのスリットサイズで 1.0×10^7 及び 1.3×10^6 photons/s と測定された。バンド幅当たりの透過率は、前者で 4.4 % である。一方、理論的な透過強度は次のように見積もることができる。表 4.1 より、1 枚当たりの反射率は $R = 0.66$ となり、4 回反射では $R^4 = 0.20$ となる。また、この場合、入射光の angular divergence は、水平方向の angular source size, $0.87 \text{ (mm)}/67 \text{ (m)} = 13 \mu\text{rad}$ (in FWHM) と同一視できるが、これは第 1 結晶の angular acceptance $\omega_{\text{in}} = 6.5 \mu\text{rad}$ よりも 2 倍程度大きいため、分光器の実効的な透過率はさらに半分程度低下する。コンピュータを用いて数値計算された透過率は 6.8 % となった。よって、測定値は計算値の約 7 割であった。バンド幅の計算値からの広がりを見ると、この値は妥当である。

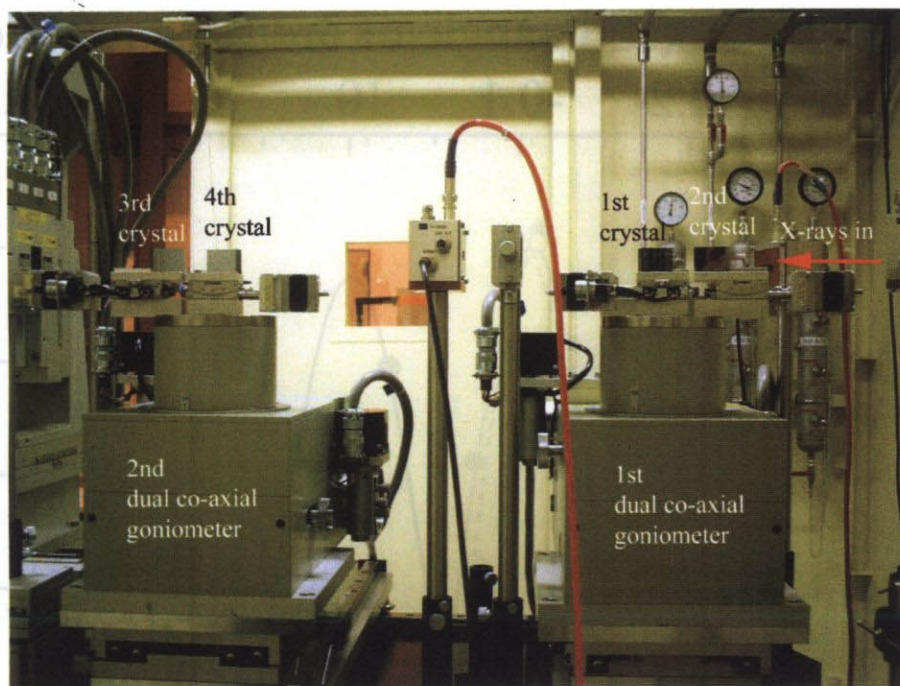


図 4.7: 高分解能分光器の全体図 (side view)

4枚の分光結晶が2台の共軸2軸ゴニオメータの上に置かれている。各結晶とゴニオメータ間にはスイベルステージが設置されている。

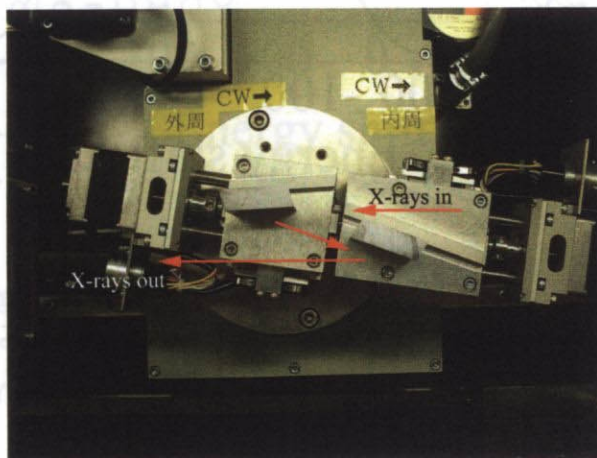


図 4.8: 第1, 第2結晶の拡大図 (top view)

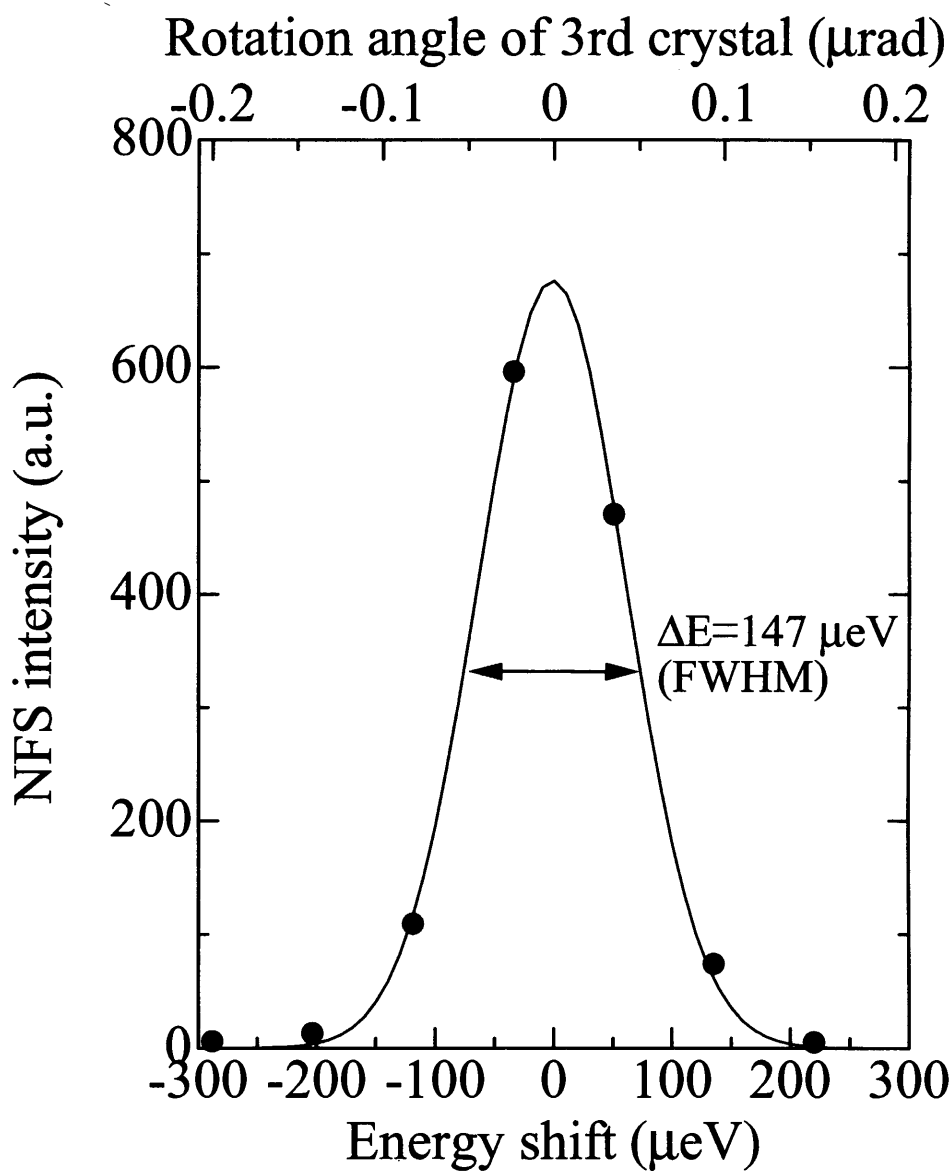


図 4.9: エネルギー分解能測定 (I)

第3結晶を回転させて測定されたNFSの強度. 回転角は式(4.23)によりエネルギーシフト量に換算されている. 実線はガウシアンフィッティングの結果を示す.

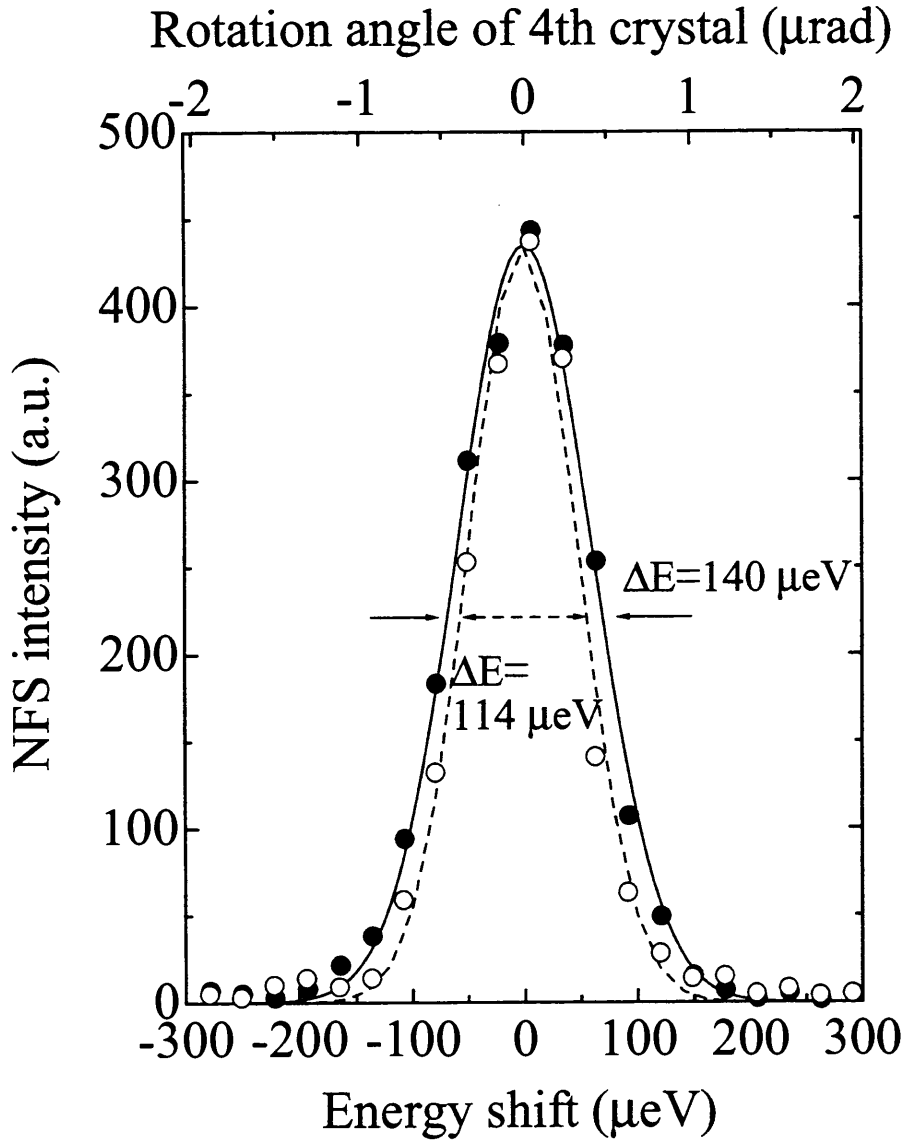


図 4.10: エネルギー分解能測定 (II)

第4結晶を回転させて測定されたNFSの強度。回転角は式(4.24)によりエネルギーシフト量に換算されている。スリットサイズは 500×92.5 (黒丸) 及び $100 \times 22.5 \mu\text{m}^2$ (白丸) である。実線及び波線はガウシアンフィッティングの結果を示す。

4.5 議論

測定されたバンド幅は、スリットサイズに依存している。これは、第2, 第3結晶上のビームの footprint が大きいため、この領域内での格子歪みに起因していると考えられる。格子歪みによるエネルギーの広がりをガウシアン分布と仮定すると、この量は $\Delta E_d = 71 \mu\text{eV}$ となる。これは、格子面間隔の偏差に換算すると、 $\Delta d/d = 5 \times 10^{-9}$ となる。

また、分光器の性能と表面処理は密接に関わっており、mechano-chemical 研磨であっても、機械研磨が化学エッチングに対して強すぎる場合は、分解能が悪化する。現在、半導体表面の超精密加工法として 数値制御 plasma-CVM 及び EEM 加工が開発され、X 線ミラーの分野で応用が進められている³⁴⁻³⁷。これらの加工は、原理的に無歪み加工なので、超精密回折の用途にも応用が期待できる。

次に、より効率の高い高分解能分光器のデザインを議論しよう。現在のデザインでは、透過率は数%と低いが、この原因として

1. 高次の反射を4回用いている。
2. angular acceptance が入射光の angular divergence に比べて小さい。
3. π 偏光を利用している。

といったことが挙げられる。この問題を解決するため、低指数の反射を第1, 第2結晶に用いた、 $(+m, -m, -n, +n)$ 配置を σ 偏光で用いることが考えられる。実際に、Si 422 反射を第1, 第2結晶(表 4.2), 従来の Si 11 5 3 反射を第3, 第4結晶とした分光器が試作され、 σ 偏光入射の条件でテストが行われた。分光器のデザインを図 4.11 に示す。この結果、 $\Delta E \sim 400 \mu\text{eV}$ のバンド幅で 3×10^8 photon/s というフォトンフラックスが実現された。すなわち、バンド幅を約3倍増加させることで、30倍のフラックスが得られ、バンド幅当たりの透過率は1桁増加した。高分解能スペクトロスコーピー等への広範な応用が期待される。

表 4.2: Si 422 反射のパラメータ (σ 偏光).

Parameter	Value
Photon energy E (keV)	14.412
Wavelength λ (Å)	0.86026
Bragg angle θ_B	22.8°
χ'_g/χ''_g	$-2.07 \times 10^{-6}/-3.15 \times 10^{-8}$
Asymmetric angle α_1, α_2	15.8°, 20.9°
Asymmetric factor b_1, b_2	-1/5.1, -1/20.9
ω_s (μrad)	5.78
Reflectivity R of single reflection for 1st/2nd crystals	0.96/0.92
Extinction distance z_e for 1st/2nd crystals (μm)	1.8/1.0
Angular acceptance (μrad)	13.0

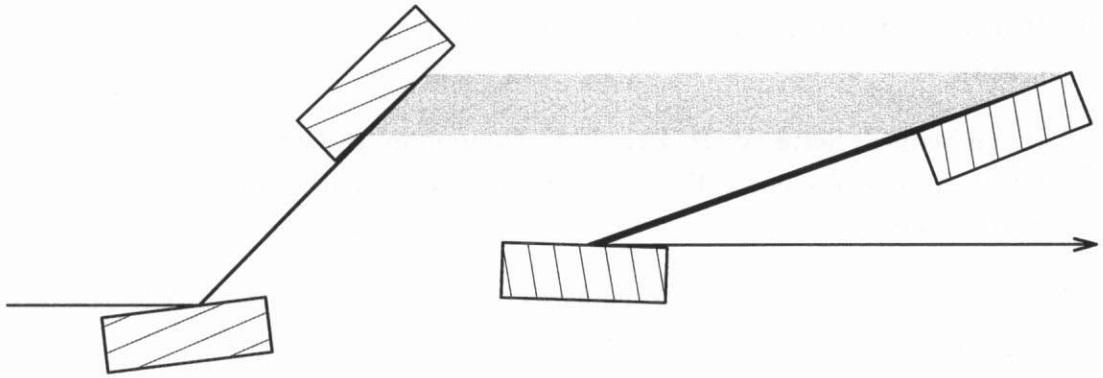


図 4.11: 高効率型の高分解能分光器

第1, 第2結晶には422反射 ($\theta_B = 22.8^\circ$), 第3, 第4結晶には1153反射が用いられている. 第1及び第2結晶の表面と格子面のなす角は $\alpha_1 = 15.8^\circ$ 及び $\alpha_2 = 20.9^\circ$ で, 対応する非対称度は $|b_1| = 1/5.1$ 及び $|b_2| = 1/20.9$ である. 第3, 第4結晶は以前と同一のものが用いられている.

参考文献

- [1] E. Burkel, “Inelastic Scattering of X-rays with Very High Energy Resolution,” Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [2] F. Sette, M.H. Kirsch, C. Masciovecchio, G. Ruocco, and G. Monaco, *Science*, **280**, 1550 (1998), and references therein.
- [3] E. Gerdau and H. de Waard eds., *Hyperfine Interactions*, **123–125**, Baltzer Science Publishers, Netherlands, 1999/2000.
- [4] M. Seto, Y. Yoda, S. Kikuta, X.W. Zhang, and M. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 388 (1995).
- [5] W. Graeff and G. Materlik, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **195**, 97 (1982).
- [6] B. Dorner, E. Burkel, and J. Peisl, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **426**, 450 (1986).
- [7] R. Verbeni, F. Sette, M. H. Krisch, U. Bergmann, B. Gorges, C. Halcoussis, K. Martel, C. Masciovecchio, J. F. Ribois, R. Ruocco, and H. Sinn, *J. Synchrotron Radiat.* **3**, 62, (1996).
- [8] A.Q.R. Baron, Y. Tanaka, D. Ishikawa, D. Miwa, M. Yabashi, A.I. Chumakov, and T. Ishikawa, *J. Synchrotron Radiat.* **8**, 1127 (2001).
- [9] G. Faigel, D.P. Siddons, J.B. Hastings, P.E. Haustein, J.R. Grover, J.P. Remeika, and A.S. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2699 (1987).
- [10] T. Ishikawa, Y. Yoda, K. Izumi, C.K. Suzuki, X.W. Zhang, M. Ando, and S. Kikuta, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 1015 (1992).
- [11] T.S. Toellner, T.S. Mooney, S. Shastri, and E.E. Alp, *Proc. SPIE*, **1740**, 218 (1992).
- [12] D.P. Siddons, U. Bergmann, and J.B. Hastings, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 359 (1993).

- [13] A.I. Chumakov, J. Metge, A.Q.R. Baron, H. Grünsteudel, H. F. Grünsteudel, R. Rüffer, and T. Ishikawa, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **383**, 642 (1996).
- [14] T.S. Toellner, M.Y. Hu, W. Sturhahn, K. Quast, and E.E. Alp, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2112 (1997).
- [15] A.I. Chumakov, R. Rüffer, O. Leupold, A. Barla, H. Thiess, T. Asthalter, B.P. Doyle, A. Snigirev, and A.Q.R. Baron, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 31 (2000).
- [16] T.S. Toellner, M.Y. Hu, W. Sturhahn, G. Bortel, E.E. Alp, and J. Zhao, *J. Synchrotron Radiat.* **8**, 1082 (2001).
- [17] K. Kohra and T. Matsushita, *Z. Naturforsch. Teil A* **27**, 484 (1972).
- [18] S. Kimura, J. Harada, and T. Ishikawa, *Acta Crystallogr. Sec. A* **50**, 337 (1994).
- [19] M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta, and T. Ishikawa, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4080 (2001).
- [20] M. von Laue, *Ergeb. Exakt. Naturwiss.* **10**, 133 (1931).
- [21] B.W. Batterman and H. Cole, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 681 (1964).
- [22] 高良和武, “X線結晶学 (下),” 仁田勇 編, 丸善, 東京, 1961.
- [23] 三宅静雄, “X線の回折,” 朝倉書店, 東京, 1961.
- [24] 菊田惺志, “X線回折・散乱技術 (上),” 東京大学出版会, 東京, 1992.
- [25] A. Authier, “Dynamical Theory of X-Ray Diffraction,” Oxford university press, Oxford, 2001.
- [26] J.W.M. DuMond, *Phys. Rev.* **52**, 872, (1937).
- [27] K. Nakayama, H. Hashizume, A. Miyoshi, S. Kikuta, and K. Kohra, *Z. Naturforsch. Teil A* **28**, 632 (1973).
- [28] K. Kohra and K. Kikuta, *Acta Crystallogr. Sec. A* **24**, 200 (1968).
- [29] T. Ishikawa, *Acta Crystallogr. Sec. A* **44**, 496 (1988).
- [30] 矢橋牧名, 修士論文, 東京大学, 1996.
- [31] S. Kikuta and K. Kohra, *J. Phys. Soc. Jpn.* **29**, 1322 (1970).

- [32] Y. Yoda, M. Mizutani, H. Kato, and M. Yabashi, "DUMOND50," Calculation program for DuMond analysis, 1996.
- [33] J.B. Hastings, D.P. Siddons, U. van Burck, R. Hollatz, and U. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 770 (1991).
- [34] Y. Mori, K. Yamamura, and Y. Sano, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 4620 (2000).
- [35] Y. Mori, K. Yamauchi, K. Yamamura, and Y. Sano, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 4627 (2000).
- [36] Y. Mori, K. Yamauchi, K. Yamamura, H. Mimura, A. Saito, H. Kishimoto, Y. Sekito, M. Kanaoka, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku and T. Ishikawa, *Proc. SPIE*, **4501**, 30 (2001).
- [37] K. Yamauchi, K. Yamanura, H. Mimura, Y. Sano, A. Saito, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, T. Ishikawa, and Y. Mori, *J. Synchrotron Radiat.* **9**, 313 (2002).

第5章 強度干渉法による X 線空間コヒーレンスプロファイルの測定

5.1 序論

現在, 最先端の X 線光源として, 低エミッタンスの蓄積リングとアンジュレータを組み合わせた第 3 世代放射光源が用いられている. 最大の特徴の一つとして, 垂直方向にほぼコヒーレントなビームが得られるということが挙げられる. この空間コヒーレンス長を決定することは, コヒーレンスを利用した様々な研究の基礎となる. また, 空間コヒーレンス長から光源のサイズを高い分解能で見積ることが可能であるため, 加速器科学にとっても非常に重要である. この目的で, 偏向電磁石からの放射光の可視光成分に対して, Young の複スリットを応用するという方法も用いられている^{1,2}. しかしながら, 分解能は, 光の回折限界によって原理的な制約を受けるため, 短波長を用いるのが望ましい.

第 3 世代放射光源から放射される X 線の垂直方向の空間コヒーレンス長を見積もるために, これまで次のような試みが行われてきた. まず, ⁵⁷Fe foil からの核共鳴前方散乱線の時間スペクトルや³, インラインホログラム⁴ のプロファイルの変化から, 空間コヒーレンス長が間接的に推定された. より直接的な方法として, Young の複スリットの原理に基づく波面分割型干渉計が X 線領域に拡張され, 完全結晶による X 線干渉計⁵⁻⁸, 全反射ミラーによる X 線干渉計⁹ 等がテストされている. ただし, 前者では結晶中の波動場の空間的な広がり (Borrmann-fan) を考慮する必要があり, 後者ではミラーの理想形状からのずれによる波面の乱れが問題となる. 現時点では, いずれの方法も十分な汎用性を有しているとはいえない.

本研究では, X 線強度干渉法により X 線空間コヒーレンス長の測定を試みた. 27 m アンジュレータビームライン 19LXU において, HRM の下流に置かれた精密スリットの垂直方向のスリットサイズを変化させながらコインシデンスレートを測定した. コインシデンス確率をコヒーレントなモード数に対応づけることにより, 垂直方向の空間コヒーレンスプロファイルが求められた. さらに, このプロファイルから垂直方向の光源サイズが求められた. また, 位相物体の影響を議論した^{10,11}.

5.2 原理

放射光を分光し、2つの検出器に入力したときのコインシデンス測定を考える。第2章の式(2.32)より、このときのコインシデンス確率 C_S のアクシデンタルなコインシデンス確率 C_N からの増加は、次のように表される。

$$R = \frac{C_S}{C_N} - 1 = M_x^{-1} M_y^{-1} M_t^{-1}, \quad (5.1)$$

ここで、 $M_{x,y}^{-1}$ 及び M_t^{-1} はそれぞれ空間及び時間のモード数である。空間コヒーレンスプロファイルはガウス型でコヒーレンス長が $\sigma_{x,y}$ であるとする、空間モード数は式(2.34)より、

$$M_{x,y} = \frac{\sqrt{\pi}\sigma_{x,y}}{w_{x,y}} \operatorname{erf}\left(\frac{w_{x,y}}{\sigma_{x,y}}\right) - \frac{\sigma_{x,y}^2}{w_{x,y}^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{w_{x,y}^2}{\sigma_{x,y}^2}\right)\right], \quad (5.2)$$

と与えられる。ここで、 $w_{x,y}$ はスリットサイズである。スリットサイズ w_x (w_y) を変化させながら R を測定することで、コヒーレンス長 σ_x (σ_y) を求めることができる。

さらに、Van Cittert-Zernike の定理 [式(2.29)] によると、 $\sigma_{x,y}$ は、光源サイズ $\Sigma_{x,y}$ 、光源からの距離 L 及び波長 λ を用いて次のように表される。

$$\sigma_{x,y} = \frac{\lambda L}{2\pi \Sigma_{x,y}}. \quad (5.3)$$

よって、最終的に光源サイズ Σ_x (Σ_y) を決定できる。

5.3 実験

実験は、BL19LXU にて行われた。図 5.1 に配置を示す。アンジュレータの基本波で 14.412 keV を出すために、アンジュレータのギャップは 20.3 mm ($K = 0.79$) に固定された。また、フロントエンドの XY スリットサイズは、 $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ に定められた。この条件の下では、二結晶分光器の第一結晶に与える熱負荷は 100 W 以下であり、液体窒素冷却で十分処理可能である。二結晶分光器の Si 111 反射により、アンジュレータ光は約 2 eV のバンド幅に粗く分光されたあと、実験ハッチに導かれた。実験ハッチには HRM がセットされた¹²。第4章で述べたように、HRM 用の結晶は垂直方向の回転軸のゴニオメータの上に置かれ、水平方向の反射が用いられたが、理由は次の通りである。

1. 非対称反射の場合、散乱面内のコヒーレンスプロファイルが変化する。この効果は、一回の反射の場合、光線追跡や波面収差に基づいて考察されているが^{13,14}、多重回の反射の場合は複雑な解析が必要となり、実験的な裏付けもなされていない。しかし、散乱面に直交な方向には、結晶中の消衰効果を無視すればコヒーレンスは変化しないと考えられる。第3世代放射光の光源において、水平方向に比べて垂直方向のビー

ムサイズ s_y は十分小さく、垂直方向のコヒーレンス長 σ_y は水平方向に比べて十分大きい。よって興味の対象となるのは専ら垂直方向のコヒーレンス長及びビームサイズである。散乱面を水平面にとることで、垂直方向のコヒーレンスプロファイルを保存できる。

2. 非対称反射を利用した場合、散乱面に沿った結晶のサイズは大きくとらざるを得ない。しかし、水平方向のコヒーレンス長は数マイクロンのオーダーであるため、HRM のこの方向の spatial acceptance は小さくてよく、散乱面を水平方向にとることで、結晶サイズを小さくできる。
3. ビームサイズの変化に対してエネルギー分解能が変わってしまうと測定に悪影響を及ぼすが、第4章でみたとおり、この配置の場合の分解能は、水平方向のサイズに依存するものの、垂直方向に対しては変わらない。

また、コヒーレンスを変化させないためには、表面仕上げが重要であるが、この HRM は平板結晶から構成されており、mechano-chemical 研磨が可能である。

検出器で受光するビームサイズを調整するため、ステッピングモータ制御の精密4象限スリット ($0.25 \mu\text{m}/\text{step}$) が HRM の下流に置かれた。スリットブレードは、2 mm 厚のタンタルである。コヒーレンス長の距離依存性を調べるため、2台のスリットが設置された。光源 (アンジュレータの中心) から第1, 第2スリットまでの距離はそれぞれ $L_1 = 66.7 \text{ m}$ 及び $L_2 = 78.2 \text{ m}$ である。検出器としては、2つの半透過型の Avalanche Photo Diode (APD) が第2スリットの下流に設置された。APD の受光部の直径は 3 mm で、有感層の厚みは $135 \mu\text{m}$ である。2つの APD のカウントレートのバランスをとるため、これらは独立の回転ステージの上にマウントされた。最終的に、それぞれの検出器の検出効率は $\sim 1/3$ となった。

蓄積リングを周回する電子ビームは、進行方向にバンチと呼ばれる集団を形成している。Spring-8 の場合、2436 個の独立な rf バケット (間隔 $1.96 \text{ ns} = 1/508.58 \text{ MHz}$) があるが、本実験中は、このうち 175 個のバケットに電子が満たされており、パルス間隔は最小で $1.96 \times 12 = 23.6 \text{ ns}$ である¹⁵。コインシデンス測定には、測定系の時間分解能がパルス間隔よりも十分小さい必要があるが、次に示すようにこの条件は満たされている。

図 5.2 に示すような回路によって、コインシデンスカウント C_S とアクシデンタルなカウント C_N が測定された。 C_N を測定するために、APD の出力信号が分岐され、一方に蓄積リングの周回時間 ($1.96 \text{ ns} \times 2436 = 4789.8 \text{ ns}$) に等しい遅延時間がもたらされた²⁰。コインシデンス回路を含むこれらのシステムの時間分解能は数 ns であり、パルス間隔よりは十分小さい。コインシデンスレートの増加率を求めるために、コインシデンスレートを2つの検出器のカウント数の積によって規格化することにも考えられる。しかし、バンチ毎の強度のばらつきが時間とともに変化する場合、アクシデンタルレートも変動してしまい、正確な規格化は困難になる。これに対して、上記の遅延回路を用いる方法は、アクシデンタルレートを同時に測定しているため、ビーム入射をまたいで各バンチからの強度が大

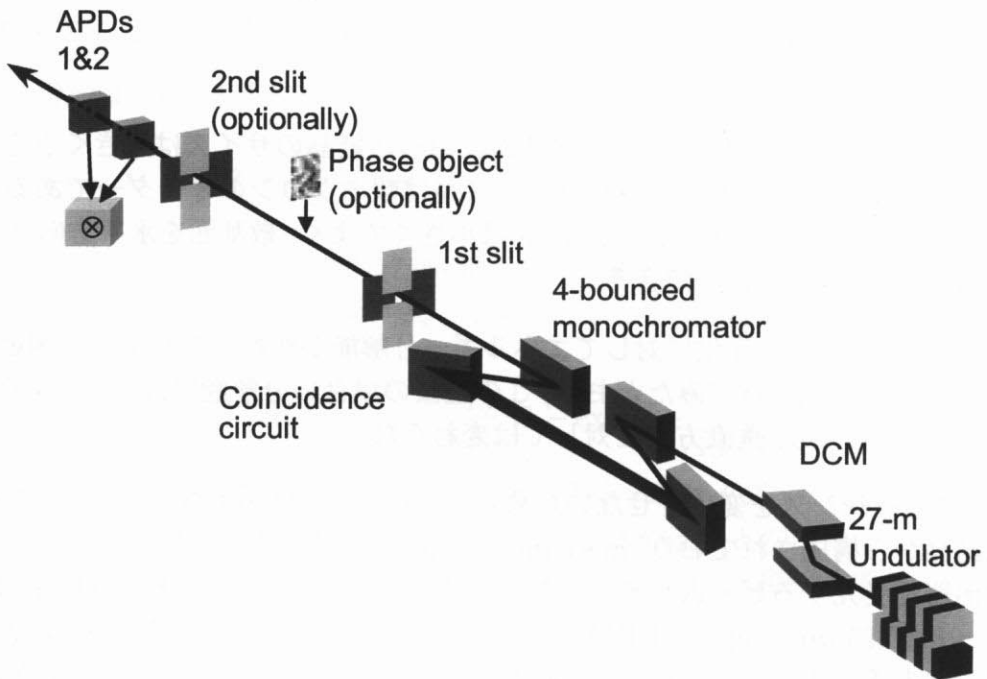


図 5.1: 実験配置

アンジュレータ光は二結晶分光器によって粗く分光された後実験ハッチに導かれる。実験ハッチ内には高分解能分光器とスリット、2つの検出器が光軸上に配置されている。

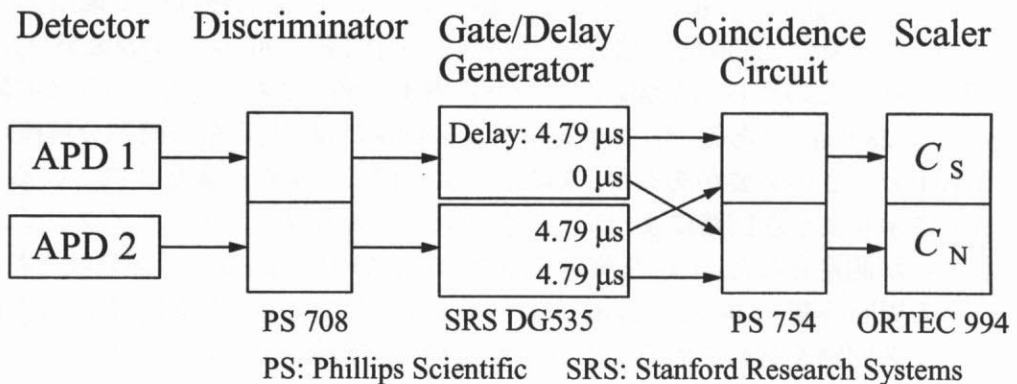


図 5.2: 検出系回路図

検出器からの光電信号は Gate/ Delay generator に接続される。遅延回路は 2 系統の不感時間を同一にするように調整されている。出力は、2つのコインシデンス回路に接続される。

大きく変わったとしても規格化の問題は生じない。ただし、遅延時間内に強度が大きく変動すると、 R の増加につながるため、光源及び光学系のインスタビリティには注意を払う必要がある。

5.4 結果と議論

第1または第2スリットの垂直方向のサイズ w_y を変化させながら、コインシデンス測定を行った。このとき、水平方向のビームサイズは、第1スリットにより $w_x = 30 \mu\text{m}$ に制限された。表 5.1 (a)(b) に、それぞれの垂直サイズを変化させたときの、カウント I_1, I_2 及びコインシデンス C_S, C_N の測定結果を示す。参考のため、カウントについては、1秒 (1パルス) 当たりの平均レート $\bar{I}_1 (\hat{I}_1)$ 、コインシデンスについては1秒当たりの平均レート \bar{C}_S も示してある。総測定時間はそれぞれ 140 分及び 195 分である。 w_y が大きいとき、 w_y とカウントレートが比例しないのは、ビームサイズが有限であることと、回路の不感時間 ($\sim 5 \mu\text{s}$) に起因する。測定中の蓄積電流のライフタイムは $\tau \sim 20 \text{h}$ であった。また、規格化の精度を確認するために、HRM を用いずに ($M \sim 10^5$) 同様な測定が行われた。この場合、 $R = 0.00089 \pm 0.0009$ となり、表 5.1 中のいずれの R に比べても十分小さいことがわかった。

ここで、表 5.1 の R を w_y の関数としてプロットした結果を、図 5.3 に示す。(a)(b) は、それぞれ第1及び第2スリットを用いて行った結果である。この結果を用いて、式 (5.1) 及び (5.2) に従ってフィッティングを行った。 M_x と M_t は測定中一定であるとみなし、フィッティングパラメータとして R の比例係数 $M_x M_t$ 及び垂直方向のコヒーレンス長 σ_y の2つを用いた。この結果、第1及び第2スリット位置におけるコヒーレンス長は $\sigma_y = 66.3 \pm 2.0$ 及び $77.5 \pm 2.0 \mu\text{m}$ と求められた。これらは、光源からの距離に比例しており、式 (5.3) で表される Van Cittert-Zernike の定理を満たしている。さらに、式 (5.3) を用いると、垂直方向の光源サイズが $\Sigma_y = 13.8 \pm 0.4 \mu\text{m}$ と求められた。実際には、この値は電子ビームサイズと、光子ビームサイズのコンボリューションであるが¹⁶、この場合、後者の寄与は 10 % 以下である。よって、 Σ_y をアンジュレータ中の電子ビームの平均的なサイズ s_y とみなしてよい。

ここで、他の方法による測定結果と比較してみよう。SPring-8 では、偏向電磁石からの可視放射光を用いたビームサイズモニターが開発され、設置されている²。これは、Young の複スリットの原理に基づいており、干渉縞の可視度から偏向部のビームサイズを求めることができる。この実験時の偏向部におけるビームサイズは $s_{\text{BM}} = 19.5 \pm 1.8 \mu\text{m}$ と求められた。蓄積リングの垂直方向の電子ビームサイズは、垂直方向のベータatron関数 β_y に依存しているが、これらは垂直方向のエミッタンス ϵ_y という不変量を用いて次のような関係式で表される。

$$\epsilon_y = \frac{s_y^2}{\beta_y}. \quad (5.4)$$

表 5.1: (a) 第1スリットの垂直サイズを変化させたときの測定結果.

w_y μm	I_1 counts	\bar{I}_1 counts/s	\hat{I}_1 counts/pls	I_2 counts	C_S counts	\bar{C}_S counts/s	C_N counts	R	ΔR $\times 10^{-3}$	Time s
500	41458341	138194.5	0.0476	41538526	163684	545.6	157727	0.0378	3.66	300
400	39827598	132758.7	0.0457	39895870	152643	508.8	145068	0.0522	3.86	300
300	37023955	123413.2	0.0425	37072125	133883	446.3	125580	0.0661	4.19	300
200	32394425	107981.4	0.0372	32412845	104923	349.7	95881	0.0943	4.89	300
150	28553310	95177.7	0.0328	28563200	83699	279.0	74472	0.124	5.66	300
125	25984160	86613.9	0.0298	25985160	69967	233.2	61776	0.133	6.25	300
100	22719224	75730.7	0.0261	22707771	54356	181.2	46889	0.159	7.31	300
75	18832242	62774.1	0.0216	18806322	37902	126.3	32672	0.160	8.76	300
50	28124060	46873.4	0.0161	28073201	42845	71.4	36278	0.181	8.43	600
30	56131557	31184.2	0.0107	55967220	57110	31.7	47553	0.201	7.46	1800
20	77069780	21408.3	0.00737	76792050	53654	14.9	44781	0.198	7.67	3600

表 5.1: (b) 第2スリットの垂直サイズを変化させたときの測定結果.

w_y μm	I_1 counts	\bar{I}_1 counts/s	\hat{I}_1 counts/pls	I_2 counts	C_S counts	\bar{C}_S counts/s	C_N counts	R	ΔR $\times 10^{-3}$	Time s
500	40065352	133551.2	0.0460	40009760	152007	506.7	147120	0.0332	3.78	300
400	38241165	127470.6	0.0439	38149091	140967	469.9	133602	0.0551	4.03	300
300	35506884	118356.3	0.0407	35361846	122863	409.5	114618	0.0719	4.40	300
200	30979107	103263.7	0.0355	30793184	95733	319.1	87080	0.0994	5.15	300
150	55368384	92280.6	0.0318	54955242	155861	259.8	138742	0.123	4.15	600
125	51284933	85474.9	0.0294	50853019	135715	226.2	118853	0.142	4.54	600
100	68085400	75650.4	0.0260	67385799	160727	178.6	139551	0.152	4.21	900
75	56354795	62616.4	0.0215	55653530	111103	123.4	95577	0.162	5.13	900
50	70006508	46671.0	0.0161	69010466	104186	69.5	88636	0.175	5.37	1500
30	72894380	30372.7	0.0105	71791234	70816	29.5	60038	0.180	6.54	2400
20	73714848	20476.3	0.0070	72507328	48685	13.5	40821	0.193	8.00	3600

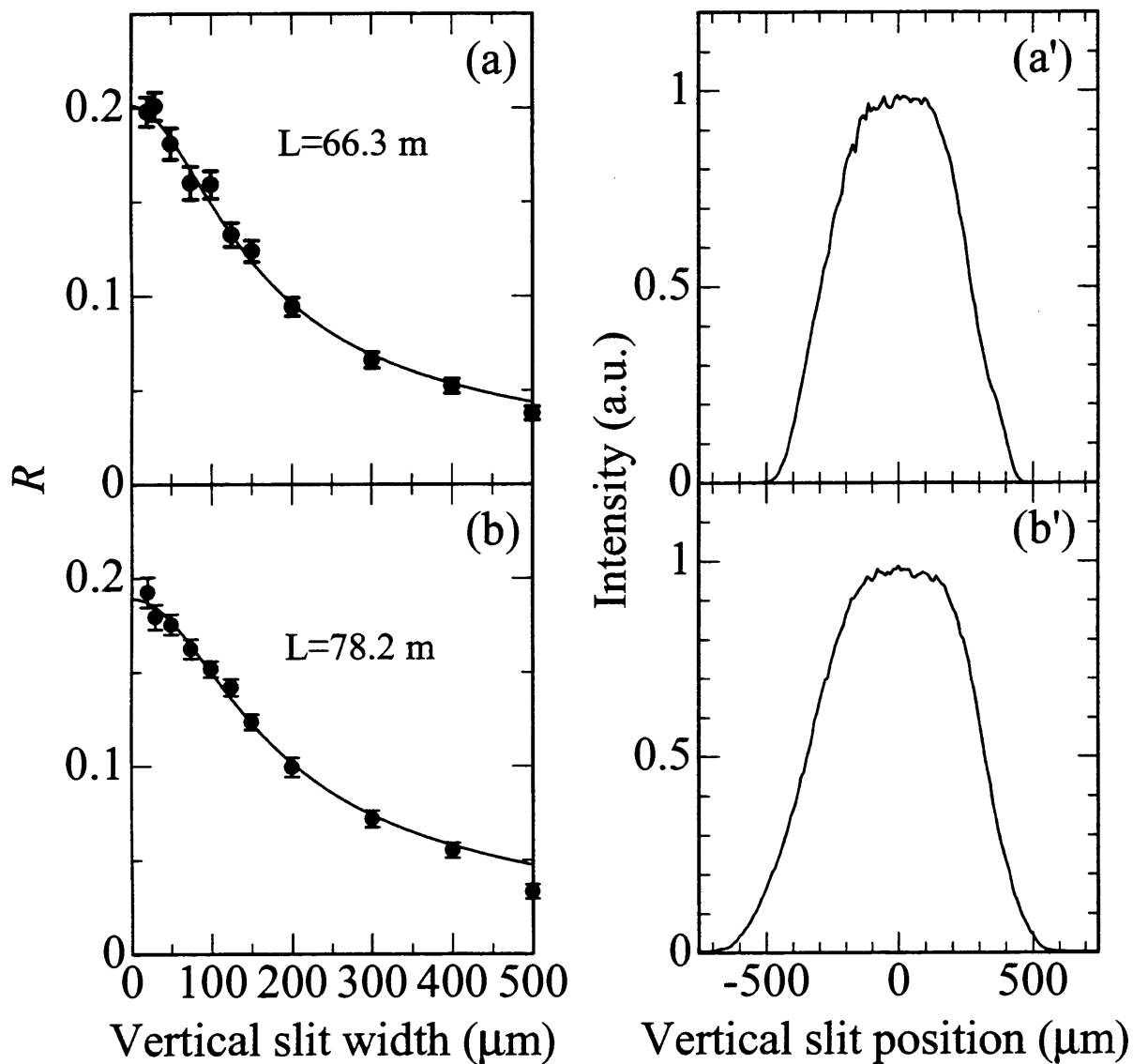


図 5.3: コインシデンススリートのスリットサイズ依存性とビームの空間プロファイル
 (a)(b) は R の垂直方向のスリットサイズ依存性を示す. 実線は式 (5.1) 及び (5.2) に基づくフィッティング結果を示す. (a')(b') はスリット位置でのビームの垂直方向の強度分布を示す. 光源からスリットまでの距離は $L = 66.3 \text{ m}$ (a)(a') 及び 78.2 m (b)(b') である.

ここで、27 m アンジュレータに沿ったベータトロン関数の平均値は $\bar{\beta}_y = 17.97$ m であり、偏向部の値は $\bar{\beta}'_y = 26.86$ m である。可視干渉計の測定値をアンジュレータにおけるビームサイズに変換すると、 $s_{\text{ref}} = 15.9 \pm 1.5 \mu\text{m}$ となる。HBT 干渉計の測定値 s_y は s_{ref} とほぼ一致していることが確認された。ただし、 s_y は s_{ref} より若干小さくなっている。この理由として、HBT 干渉計は瞬時のビームサイズを測定しているのに対して、可視干渉計は、平均的なサイズをみていることが考えられる。後者は、蓄積リングのビームの変動や光学素子の振動等に起因するビームの重心位置の変動の影響を受ける可能性があるからである。

5.5 位相物体の影響

光のコヒーレンスが良くなるにつれて、完全でない光学素子の影響は顕著になる。特に、位相物体はスペックルを生じさせるが¹⁷⁻¹⁹、このとき、コヒーレンスプロファイルも変化していると考えられる。

これを実験的に確かめるために、フロントエンド部のグラファイトフィルタ (合計 0.9 mm 厚, 光源からの距離 32.7 m) を挿入して、強度干渉が測定された。図 5.4 (a) に、第 2 スリットのスキャンによって測定された R のプロファイルを示す。 R の増加領域は著しく減少している。この変化は、仮想光源が位相物体上に形成されたことに起因すると考えられる。また、図 5.4 (a') に示す強度分布には、スペックルに相当する強度変動がみられている。

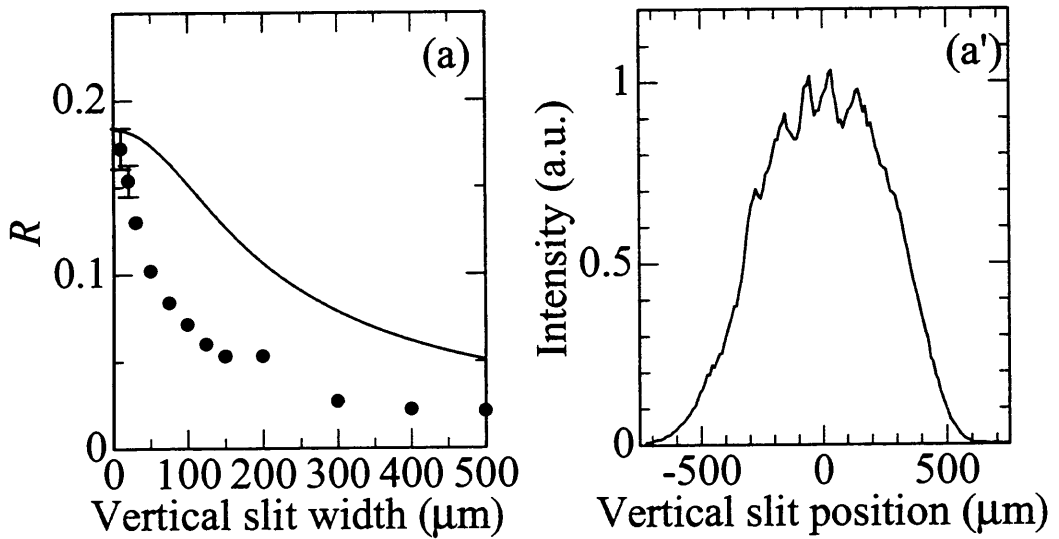


図 5.4: グラファイトフィルタを挿入したときのコインシデンスレートのスリットサイズ依存性とビームの空間プロファイル

FE グラファイトフィルタを挿入したときの R の垂直方向のスリットサイズ依存性 (a) 及びビームの垂直方向の強度分布 (a') を示す. (a) 中の実線はフィルタを用いないときの結果を示す. 光源からスリットまでの距離は $L = 78.2 \text{ m}$ である.

参考文献

- [1] T. Mitsuhashi, in Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, p. 766 (1997).
- [2] M. Masaki and S. Takano, in Proceedings of the 5th European Workshop on Diagnostics and Beam Instrumentation, ESRF, Grenoble, (2001).
- [3] A. Q. R. Baron , A. I. Chumakov, H. F. Grünsteudel, H. Grünsteudel, L. Niesen, and R. Ruffer, Phys. Rev. Lett. **77**, 4808 (1996).
- [4] V. Kohn, I. Snigireva, and A. Snigirev, Phys. Rev. Lett. **85**, 2745 (2000).
- [5] U. Bonse and E. te Kaat, Z. Phys. **243**, 14 (1971).
- [6] T. Ishikawa, Acta Cryst. A**44**, 496 (1988).
- [7] H. Yamazaki and T. Ishikawa, Proc. SPIE, **2856**, 279 (1996).
- [8] K. Tamasaku and T. Ishikawa, Acta Cryst. A **57**, 197 (2000).
- [9] K. Fezzaa, F. Comin, S. Marchesini, R. Coïsson, and M. Belakhovsky, J. X-ray Sci. Tech. **7**, 12 (1997).
- [10] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, Phys. Rev. Lett. **87**, 140801 (2001).
- [11] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, Proc. SPIE, **4782**, (in press).
- [12] M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta, and T. Ishikawa, Rev. Sci. Instrum. **72**, 4080 (2001).
- [13] A. Souvorov, Proc. SPIE, **3773**, 14 (1999).
- [14] K. Tamasaku and T. Ishikawa, Proc. SPIE, **3773**, 207 (1999).
- [15] 当初, 12 bucket 間隔の 203 bunch-mode がテストされたが, ビームの不安定性が生じたため, 7 bunches \times 4 箇所 (計 28 bunches) が抜き取られ, 175 bunch-mode で運転された.

- [16] R. Coïsson, *Appl. Opt.* **34**, 904 (1995).
- [17] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, and I. Schelokov, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 5486 (1995).
- [18] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, and S.M. Kuznetsov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **370**, 634 (1996).
- [19] P. Cloetens, R. Barrett, J. Baruchel, J. P. Guigay, and M. Schlenker, *J. Phys. D* **29**, 133 (1996).
- [20] Y. Kunimune, Y. Yoda, K. Izumi, M. Yabashi, X. W. Zhang, T. Harami, M. Ando, and S. Kikuta, *J. Synchrotron Radiat.* **4**, 199 (1997).

第6章 強度干渉法による X 線パルス幅の測定

6.1 序論

現在, 蓄積リングベースの第3世代放射光源は, 10–100 ps オーダーの高輝度な短パルス X 線源として活用されている. さらに短い fs 領域の X 線パルス生成のために, 線形加速器ベースの第4世代光源が開発されている¹⁻³. このような X 線極短パルス長を正確に測定することは, 利用実験, 加速器開発の両面から非常に重要な課題である. 可視領域では, 非線形媒質からの2次高調波を用いた自己相関法が fs パルス計測のために広く用いられている. しかしながら, X 線領域でそのような媒質は知られていない. 現在, X 線短パルス測定の手段として, X 線ストリークカメラが広く用いられているが, laser-produced plasma X 線源を用いて達成された分解能は高々~1 ps である⁴. 放射光の場合は, カメラを駆動するレーザーと電子ビームが独立なトリガーをもつため, トリガー間のジッターによって分解能はさらに悪化する.

ここで, 第2章でみたように, 空間的にコヒーレントなカオス光のコインシデンス比 R は, パルス幅と時間コヒーレンス長, すなわちエネルギーバンド幅で決定される. よって, バンド幅を制御することで, R からパルス幅を決定することが原理的に可能である. 本研究では, 強度干渉法により SPring-8 蓄積リングからの X 線パルス幅 (32 ps in FWHM) の決定を試みた. さらに, fs 領域への応用を議論した⁵.

6.2 原理

第2章の式 (2.32) によると, コインシデンス比 $R = C_S/C_N - 1$ は,

$$R = M_x^{-1} M_y^{-1} M_t^{-1}, \quad (6.1)$$

と与えられる. ここで, 式 (2.20) 及び (2.7) を用いると, 空間的にコヒーレントなビーム $M_x^{-1} = M_y^{-1} = 1$ に対して, 上式は

$$R = M_t^{-1} = \sqrt{1 + \frac{s_t^2}{(4\hbar \ln 2 / \Delta E)^2}}, \quad (6.2)$$

となる. ここで, s_t 及び ΔE はそれぞれパルス幅及びエネルギーバンド幅 (in FWHM) である. 式 (6.2) により, バンド幅 ΔE をスキャンしながら R を測定することで, パルス幅 s_t を決定することが可能となる.

6.3 実験

実験は, BL19LXU にて行われた. 第5章と同様なセットアップで実験が行われたが, HRM のバンド幅を制御するために, 次のような手法が用いられた. 第4章の式 (4.10) 及び (4.22) によると, バンド幅は次のように与えられる.

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Delta E}{E} \right| &\approx |b|^{1.5} \omega_s \cot \theta_B \\ &= \frac{|b|^{1.5} |P| \sqrt{|\chi_g \chi_{\bar{g}}|}}{\sin^2 \theta_B}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

ここで, 入射光の波長 λ をシフトさせた場合のバンド幅の変化を考える. 式 (6.3) 中の $|\chi_g \chi_{\bar{g}}|$ は異常分散を無視すると入射光の波長に依存せず, さらに Bragg 角 θ_B が 90° に近いときは $\sin \theta_B \simeq 1$ とおける. よって, バンド幅の変化は, 主に非対称度 b の変化によってもたらされる. 非対称度 b は,

$$|b| = \frac{\sin(\theta_B - \alpha)}{\sin(\theta_B + \alpha)}, \quad (6.4)$$

で与えられるため, $\theta_B - \alpha$ または $\theta_B + \alpha$ が小さいときは, わずかな波長変化に対しても b は大きく変わり, バンド幅も $|b|^{1.5}$ に比例して変化する. 第4章の HRM の結晶パラメータ (Si 11 5 3, $\alpha = 78.4^\circ$) を用いて, $E = 14$ keV 付近のエネルギーに対してバンド幅 ΔE_T を計算した結果を表 6.1 に示す. わずか 150 eV のエネルギーのシフトによって, バンド幅を1桁近く変化させることが可能である. 表 6.1 中の E の最大値, 最小値における結晶配置を図 6.1 に示す.

実際には, 格子歪みによって分解能は悪化する可能性があるため, 次のようにバンド幅の較正を行った. まず, $E = 14.412$ keV に対して, 核共鳴前方散乱 (NFS) を用いてバンド幅を $\Delta E = 0.145 \pm 0.012$ meV と定めた. バンド幅の計算値 ΔE_T からのずれを $\epsilon = \sqrt{\Delta E^2 - \Delta E_T^2}$ と見積もり, この ϵ を用いて他の条件におけるバンド幅を $\Delta E = \sqrt{\Delta E_T^2 + \epsilon^2}$ と定めた.

空間的にコヒーレントな成分を取り出すため, ステッピングモータ駆動の精密スリットが HRM の下流に置かれた. スリットの光源及び HRM 第4結晶からの距離はそれぞれ $L = 66.2$ 及び $L' = 0.4$ m である. 水平, 垂直方向のスリット幅を狭めて, コインシデンス比 R を測定した.

表 6.1: Experimental conditions.

E keV	θ_B deg	$1/ b $	ω_s μrad	$ b ^{-\frac{1}{2}}\omega_s$ μrad	R	R^4	ΔE_T meV	ΔE meV
14.267	84.92	2.53	1.74	5.60	0.77	0.35	0.755	0.763 ± 0.002
14.299	83.64	3.38	2.02	5.00	0.75	0.32	0.495	0.508 ± 0.004
14.333	82.52	4.56	2.29	4.89	0.74	0.29	0.315	0.334 ± 0.005
14.365	81.60	6.13	2.73	5.02	0.71	0.25	0.203	0.231 ± 0.008
14.412	80.41	10.4	3.46	5.50	0.66	0.19	0.097	0.145 ± 0.012

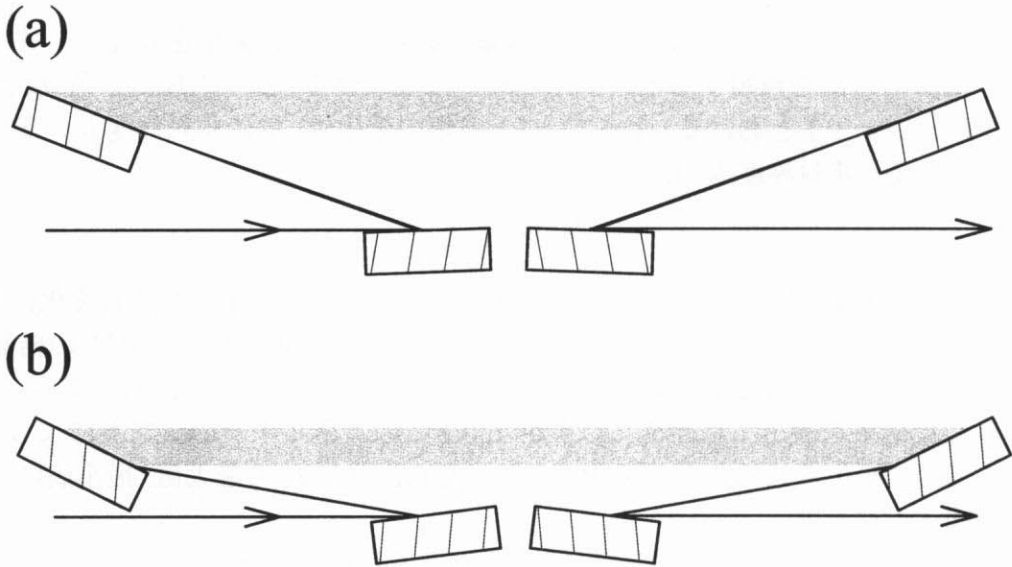


図 6.1: 入射エネルギーをシフトさせたときの結晶配置

$E = 14.412$ keV 及び 14.267 keV における高分解能分光器の配置を (a) 及び (b) に示す. Si 11 5 3 反射に対する Bragg 角はそれぞれ $\theta_B = 80.4^\circ$ 及び 84.9° である. また, 入射線と結晶表面のなす角は $\theta_B - \alpha = 2.0^\circ$ 及び 6.5° である.

6.4 結果と議論

表 6.2 に、各エネルギーにおいて水平方向のスリット幅 w_x を変化させて測定した結果を示す。図 6.2 は、各エネルギーにおける R を w_x の関数として示した結果である。これらの測定の際、垂直方向のスリット幅は $w_y = 30 \mu\text{m}$ に固定された。スリット幅 $w_x \rightarrow 0$ に対する R の外挿値は、式 (6.1) より、 $M_y^{-1}M_t^{-1}$ とみなせる。同様な測定を、 w_x を固定して w_y をスキャンしながら行った。これより、 $w_y = 30 \mu\text{m}$ 時の垂直モード数 M_y を求め、最終的に各エネルギーにおける時間モード数 M_t を決定した。

次に、時間モード数 M_t をバンド幅 ΔE の関数としてプロットした。図 6.3 にその結果を示す。式 (6.2) を用いて、最小二乗法によるフィッティングを行った。フィッティングパラメータは、パルス幅 s_t のみである。この結果、 $s_t = 32.7 \pm 1.6 \text{ ps}$ と決定された。この値は、ストリークカメラによる測定値 $s_{st} = 32 \text{ ps}$ と良く一致している⁶。これにより、強度干渉法により X 線のパルス幅が高い精度で測定できることが示された。

強度干渉法の応用領域を考察しよう。仮に時間コヒーレンス長 σ_t がもともとのパルス幅より長い場合、単色光は Fourier 変換限界パルスとなり、そのパルス幅 s_t は入射光のパルス幅ともはや一致しない。例えば、放射光で励起した核共鳴散乱の時間遅れスペクトルにその実例をみることが出来る。逆に、 $\sigma_t \ll s_t$ の場合は、 $R \ll 1$ となり、定量的な測定は困難となる。よって、測定したいパルス幅に合わせてバンド幅を選択する必要がある。現実的には、ある σ_t に対して、強度干渉法によって測定可能なパルス幅の領域は $10\sigma_t < s_t < 100\sigma_t$ 程度である。今日、完全結晶を用いた X 線モノクロメータのバンド幅は $\Delta E = 10^{-4} \sim 10 \text{ eV}$ の広い領域にわたっている。これは $\sigma_t = 10 \text{ ps} \sim 0.1 \text{ fs}$ に相当する。この結果、1 ns から 1 fs のパルス幅を X 線強度干渉法によって決定できる。

ここで、SASE-FEL のパルス幅測定への応用を考えよう。まず、モード数が大きい場合の S/N は第 2 章の式 (2.36) により、

$$\frac{S}{N} \simeq \frac{\delta \bar{\eta} \sqrt{f_B \Delta T}}{\sqrt{2}}, \quad (6.5)$$

で与えられる。ここで、 η , f_B , ΔT はそれぞれ効率、繰り返しレート、測定時間であり、縮重度 δ は、式 (2.31) よりピーク輝度 \hat{B}_p を用いて、

$$\delta = 0.221 \cdot \hat{B}_p \cdot \frac{\lambda^3}{c}, \quad (6.6)$$

と与えられる。この実験では、 $\hat{B}_p \sim 10^{23} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2$ in 0.1 % b.w., $\lambda \sim 0.86 \text{ \AA}$ より $\delta \sim 10^{-2}$ のオーダーであり、 $\bar{\eta} \sim 0.01$, $f_B = 37 \text{ MHz}$ のときに ΔT は 0.1 ~ 1 h であった。代表的な SASE-FEL 計画である LCLS¹ (TESLA²) のパラメータを当てはめると、FEL 光では $\hat{B}_p \sim 10^{32}$ (10^{33}) $\text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2$ in 0.1 % b.w., 自発放射光でも $\hat{B}_p \sim 10^{28}$ (10^{29}) $\text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2$ in 0.1 % b.w. となり、 $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ とすると縮重度はそれぞれ 10^8 及び 10^4 台といった極めて大きな数になる。繰り返しレートは $f_B = 120$

表 6.2: 各エネルギーにおける水平スリットサイズを変化させたときの測定結果.

E keV	w_y μm	I_1 counts	\bar{I}_1 counts/s	I_2 counts	C_S counts	C_N counts	R	ΔR $\times 10^{-3}$	Time s
14.267	20	87949342	146582.2	87046398	365500	350794	0.0419	2.46	600
	15	82548398	137580.7	81360875	322021	305999	0.0524	2.66	600
	10	148216684	123513.9	145051035	520977	489250	0.0648	2.12	1200
	8	205434135	114130.1	200066144	665810	625858	0.0638	1.87	1800
	6	183106790	101726.0	177234248	527194	493338	0.0686	2.12	1800
	4	302300240	83972.3	290303370	714858	665801	0.0737	1.83	3600
	2	396130715	55018.2	375475968	606039	566416	0.0700	1.98	7200
14.299	20	83017876	138363.1	82557944	330813	312789	0.0576	2.64	600
	15	77322510	128870.9	76724567	288303	271061	0.0636	2.85	600
	10	135351857	112793.2	133782496	445756	413640	0.0776	2.33	1200
	8	184285028	102380.6	181716107	551702	509352	0.0831	2.10	1800
	6	159036272	88353.5	156257144	411903	378406	0.0885	2.45	1800
	4	258673945	71853.9	252931742	542495	498331	0.0886	2.14	3600
	2	298714715	41488.2	288910389	361062	329401	0.0961	2.64	7200
14.333	20	66163088	110271.8	65485465	215118	198224	0.0852	3.38	600
	15	58237662	97062.8	57442184	168106	152917	0.0993	3.88	600
	10	93840905	78200.8	92107358	221049	197487	0.119	3.47	1200
	8	121545259	67525.1	118901658	249474	219774	0.135	3.32	1800
	6	99485172	55269.5	96965050	166856	146033	0.143	4.09	1800
	4	145990930	40553.0	141716386	179899	157872	0.140	3.93	3600
	2	158793890	22054.7	153251685	105817	92985	0.138	5.12	7200
14.365	20	63737879	88524.8	62952396	172245	152577	0.129	3.97	720
	15	53152403	73822.8	52376290	121866	105957	0.150	4.83	720
	10	78375308	54427.3	76958357	135473	114874	0.179	4.73	1440
	8	94842032	43908.3	92968855	133988	111759	0.199	4.86	2160
	6	73051866	33820.3	71457847	80448	65984	0.219	6.40	2160
	4	101622564	23523.7	99118689	77931	63912	0.219	6.51	4320
	2	103035384	11925.4	99811566	39609	32524	0.218	9.11	8640
14.412	20	44085274	48983.6	43510484	67324	58069	0.159	6.57	900
	15	34294419	38104.9	33825593	42170	35260	0.196	8.63	900
	10	47118100	26176.7	46403569	41105	33187	0.239	9.14	1800
	8	55742807	20645.5	54867560	38940	30911	0.260	9.60	2700
	6	41036103	15198.6	40304042	21446	16807	0.276	13.1	2700
	4	51626279	9560.4	50561379	17259	13233	0.304	15.1	5400
	2	40803598	3778.1	39641922	5332	4014	0.328	27.8	10800

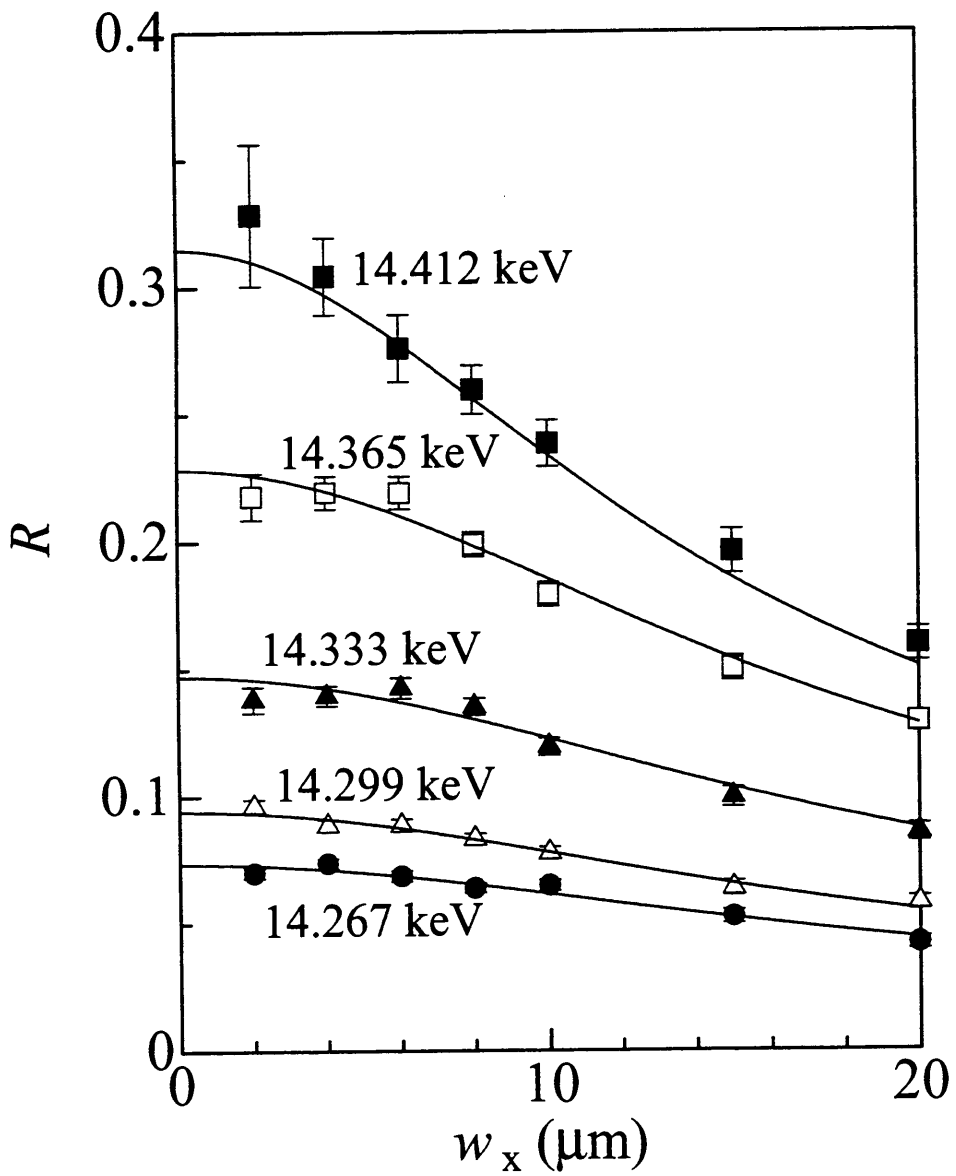


図 6.2: コインシデンスレートのスリットサイズ及びエネルギーバンド幅依存性
 各エネルギーにおいて測定されたコインシデンスレートの水平スリットサイズ依存性. 垂直スリットサイズは $30 \mu\text{m}$ に固定された. 実線は式 (5.1) 及び (5.2) に基づくフィッティング結果を示す.

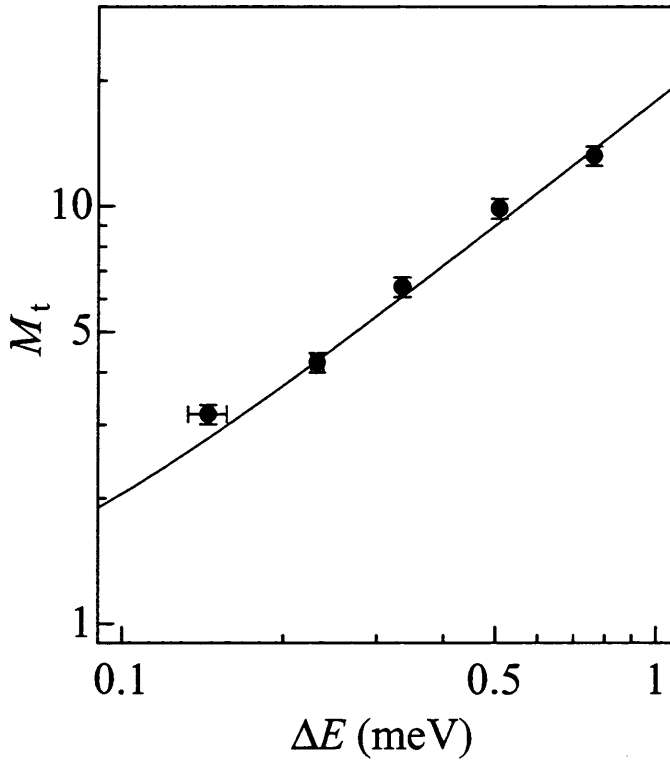


図 6.3: 時間モード数のエネルギーバンド幅依存性

黒丸は実験結果, 実線は式 (6.2) に基づくフィッティング結果 ($s_t = 32.7$ ps) を示す.

(6×10^4) Hz と小さいものの, 自発放射光でさえも, 短い時間で測定可能なことがわかる. また, SASE-FEL の約 100 fs のパルスを計るのに適したバンド幅は 50 meV 程度であるが, この分光器をつくるのは, 現在の HRM に比べてはるかに容易である. よって, 強度干渉法は, 次世代放射光源の極短パルス幅測定に十分応用可能である.

しかしながら, 次の事柄も考慮すべきである.

1. 一般に, 線形加速器ベースの光源の繰り返しレートは蓄積リングベースと比べて小さい. コインシデンス測定を可能とするには, パルス当たりのカウントの期待値 \hat{I} が十分に 1 より小さい必要がある. トータルのコインシデンスカウント数は $S = \hat{I}^2 f_B \Delta T$

と表され, S/N は式 (6.5) と同様,

$$\frac{S}{N} = \hat{I} \sqrt{f_B \Delta T}, \quad (6.7)$$

と与えられる. $S/N = 10$, $\hat{I} = 0.1$ とおくと, これより, $f_B = 1$ Hz のときは, $\Delta T = 10^4$ s という長時間測定が必要となることがわかる. 繰り返しレートは小さいが $\hat{I} \gg 1$ である場合には, コインシデンス計測よりも, 光子計数分布^{7,8}を測定するほうが適当である. X線領域では, Si(Li) や Ge(Hp) といった半導体検出器によって, パルス当たりのイベントを数えることが可能である. これらの検出器は, 十分な波高分解能 ($\Delta E/E \approx 0.03$) をもち, エネルギーが 5 ~ 20 keV の光子に対して検出効率ほぼ 100 % である. 検出器の不感時間は 10 μ s のオーダーなので, $f_B < 10^4$ Hz の場合に適用可能である.

- 蓄積リングベースの光源では, アクシデンタルなコインシデンスを求めるのにリング 1 周分の遅延をつける方法⁹が有効であった. これにより, バンチ毎の強度むらの影響を除去できた. しかし, 線形加速器ベースの光源では, この方法は用いることができない. このための方法として, 分光器の上流にビームスプリッタを入れて $M_t \gg 1$ の光に対して強度相関を測定することで規格化をすることが考えられる.

極短パルス X 線のパルス幅測定は, 様々な分野への応用が期待される. 例えば, fs レーザーによって誘起される構造相転移の実時間観測が可能となる. また, 超高速 X 線スイッチング素子の評価にも威力を発揮する. さらに, ps から sub-ps 領域のフーリエ限界パルスはエネルギードメインでは 1 ~ 10 meV の領域にあたる. この領域は, 分光器, アナライザーとも結晶光学系によって現在カバーされているが, アナライザに結晶光学系を用いた場合角度アクセプタンスが小さいという欠点がある. 詳細な時間領域の追跡が実現すると, 非弾性散乱等の高効率な測定が可能になるであろう.

本章の測定は, 入射光をカオス光であると仮定して解析を行った. 図 6.3 に示された実験結果もこれを裏付けるものとなっている. しかしながら, SASE-FEL が飽和した場合はカオス統計とは異なるためここに示されたパルス幅測定のスキームをそのまま適用することはできない. この場合は, 干渉計と強度干渉法の組み合わせが有効であると考えられる. 干渉計によって重ね合わせられたパルスに対して強度干渉を測定すると, R を遅延時間に対してプロットできる. このプロファイルを解析することでパルス幅を求めることができる. この手法については, 次章で詳しく述べる.

参考文献

- [1] M. Cornacchia *et al.*, Report SLAC-R-524 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA, USA 1998).
- [2] R. Brinkmann, G. Materlik, J. Rossbach, and A. Wagner, Eds., DESY Report DESY97-048 (Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg, 1997).
- [3] S. M. Gruner, D. Bilderback, I. Bazarov, K. Finkelstein, G. Krafft, L. Merminga, H. Padamsee, Q. Shen, C. Sinclair, and M. Tigner, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1402 (2002).
- [4] Z. Chang, A. Rundquist, J. Zhou, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, X. Liu, B. Shan, J. Liu, L. Niu, M. Gong, and X. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 133 (1996).
- [5] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 244801 (2002).
- [6] H. Ohkuma, S. Daté, K. Fukami, M. Masaki, T. Nakamura, T. Ohshima, K. Soutome, S. Takano, K. Tamura, K. Takao, H. Tanaka, and N. Kumagai, in *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference*, 2824 (2001).
- [7] T. Tanabe, M. C. Teich, T. C. Marshall, and J. Galayda, *Nucl. Instrum. Method Phys. Res. A* **304**, 77 (1991).
- [8] M. C. Teich, T. Tanabe, T. C. Marshall, and J. Galayda, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3393 (1990).
- [9] Y. Kunimune, Y. Yoda, K. Izumi, M. Yabashi, X. W. Zhang, T. Harami, M. Ando, and S. Kikuta, *J. Synchrotron Rad.* **4**, 199 (1997).

第7章 強度相関法の X 線干渉計への応用

7.1 序論

X 線領域において振幅干渉計を初めて機能させたのは、1965 年の Bonse と Hart である^{1,2}。X 線の干渉縞を観測するには、長時間にわたる Å オーダーの光路差の安定性を確保する必要があるが、彼らは、干渉計をモノリシックに設計することで、この問題を解決した。しかしながら、このデザインは自由度の少ない系であるため、適用範囲は限定される。1974 年、Becker と Bonse は、2つのコンポーネントからなる skew-symmetric 型の干渉計を製作した³。しかし、一定の干渉条件を維持するには sub-nrad の安定性が必要で、技術的に難度が高い⁴⁻⁶。

ここで、強度干渉測定に用いられた強度相関の手法を振幅干渉計に適用してみよう⁷⁻¹²。この場合観測される強度相関信号は、1次コヒーレンスと2次コヒーレンスの2つの寄与から成る。まず、単色度が低いとき、後者の寄与は無視でき、干渉の可視度 (visibility) を決定することが可能となる。また、単色度が高い場合は、後者も関わるため、自己相関法と類似の光学系で、パルス包絡線を高い精度で求めることが可能となる。通常の干渉測定との大きな違いは、強度相関信号は位相情報を含まないため、安定度を気にすることなく干渉計に大きな自由度を与えることが可能となるということである。例えば、コインシデンス測定の場合の相関時間は最小で ns のオーダーであるため、安定性に対する要求ははるかに緩和される。よって、これまで振幅干渉の観測は困難、または不可能であると考えられてきた不安定な系に対しても、強度相関法を用いることで干渉を観測できる可能性がある。

この章では、X 線干渉計を用いた強度相関測定の実験について述べる。干渉計としては、モノリシックな LLL 型の X 線干渉計が用いられた。ビームパス中の位相板を回転させることで強度を変調させ、時間積分では振幅干渉が消える条件のもとで、強度干渉を観測可能なことを示した。コインシデンスレートと可視度の関係を調べ、理論と比較した¹³。

7.2 原理

図 7.1 のような LLL 型 X 線干渉計を考え、この2つの出力間のコインシデンス測定を考えよう。簡単のため、干渉計に入射する X 線は空間的にはコヒーレントな平面波で、時間的にはパルス列で記述されるものと仮定する。

X 線干渉計のスプリッタ, ミラー, アナライザの厚さはいずれも t_c に等しいとする. 干渉計の片方の分枝には減衰板 (吸収係数 μ , 厚さ t_{at}) 及び遅延光学系 (遅延時間 τ) が挿入され, 分枝間の位相差 ϕ を制御するために位相板が用いられる.

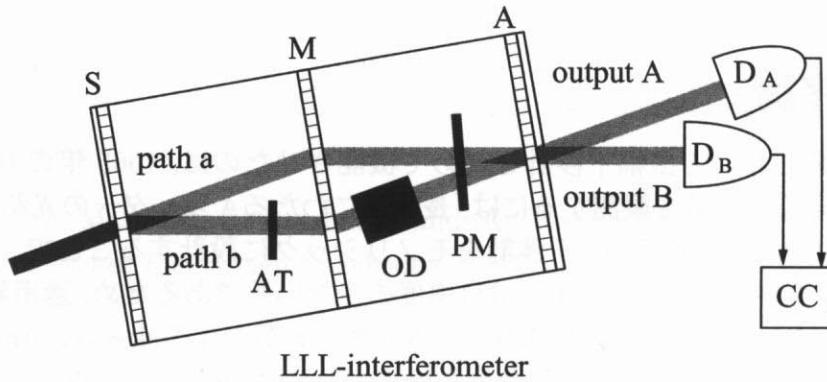


図 7.1: 光学系の模式図

LLL 型 X 線干渉計の内部に, 減衰板 (AT), 遅延光学系 (OT) 及び 位相板 (PM) が挿入される. 干渉計の 2 つの出射線のそれぞれに対して検出器 (D_A 及び D_B) が置かれ, コインシデンス回路 (CC) に接続される.

動学的回折理論によると, ラウエケースの場合は結晶内で 2 つの分散面が励起されるが, そのうち一方は原子との相互作用が大きく吸収も大きいため (Borrmann 効果による異常吸収), t_c が十分大きい場合は寄与を無視できる. このとき, 干渉計の 2 つの分枝 a 及び b を経由してアナライザに入射する電場の強度をそれぞれ E_a 及び E_b とすると, これらは次のように表される.

$$E_a(t) = TRE(t), \tag{7.1}$$

$$E_b(t) = R^2 \exp\left(i\phi - \frac{\mu t_{at}}{2}\right) E(t - \tau). \tag{7.2}$$

ここで, T 及び R は, 透過率及び反射率を表し, 回折条件からの角度差を回折幅で規格化したパラメータ W を用いて次のように与えられる.

$$T = \frac{W - \sqrt{W^2 + (1 + i\kappa)(1 + i\kappa^*)}}{2\sqrt{W^2 + (1 + i\kappa)(1 + i\kappa^*)}} \exp\left(2\pi i \delta k z^{(1)} t_c\right), \tag{7.3}$$

$$R = \frac{1 + i\kappa}{2\sqrt{W^2 + (1 + i\kappa)(1 + i\kappa^*)}} \exp(2\pi i \delta k z^{(1)} t_c), \quad (7.4)$$

$$\delta k z^{(1)} = -\frac{KC|\chi'_h|}{2\cos\theta_B} \left(W + \sqrt{W^2 + (1 + i\kappa)(1 + i\kappa^*)} \right) - \frac{iK|\chi''_o|}{2\cos\theta_B}. \quad (7.5)$$

これらを用いて、検出器 A 及び B に入力される電場の振幅 E_A 及び E_B は、次のように表される。

$$E_A(t_A) = RE_a(t_A) + TE_b(t_A) = TR^2 \left[E(t_A) + \exp\left(i\phi - \frac{\mu t_{at}}{2}\right) E(t_A - \tau) \right], \quad (7.6)$$

$$E_B(t_B) = R^2 T^{-1} E_a(t_B) + RE_b(t_B) = R^3 \left[E(t_B) + \exp\left(i\phi - \frac{\mu t_{at}}{2}\right) E(t_B - \tau) \right]. \quad (7.7)$$

それぞれの検出器での単位時間当たりの検出確率 I_A 及び I_B は次のように与えられる。

$$I_A = \eta_A f_B \langle |E_A(t_A)|^2 \rangle = \eta_A f_B \bar{I}_p T^2 R^4 (1 + \exp(-\mu t_{at})) (1 + V_A \cos(\phi - 2\pi\nu\tau)), \quad (7.8)$$

$$I_B = \eta_B f_B \langle |E_B(t_B)|^2 \rangle = \eta_B f_B \bar{I}_p R^6 (1 + \exp(-\mu t_{at})) (1 + V_B \cos(\phi - 2\pi\nu\tau)). \quad (7.9)$$

ここで、 \bar{I}_p は入射光の単パルス当たりの平均強度を表す。 $V_{A,B}$ は干渉の可視度を表し、

$$V = V_A = V_B = \left(\cosh\left(\frac{\mu t_{at}}{2}\right) \right)^{-1} \exp\left(-\frac{c^2 \tau^2}{8\sigma_t^2}\right), \quad (7.10)$$

で与えられる。

第2章と同様に、同時計数の確率密度 P_{AB} は、

$$P_{AB} \Delta t_A \Delta t_B = \eta_A \eta_B \langle E^*(t_A) E^*(t_B) E(t_B) E(t_A) \rangle \Delta t_A \Delta t_B. \quad (7.11)$$

で与えられる。ここで、位相 ϕ が測定時間 ΔT のうちにランダムに変調を受けるとき、コインシデンスの総カウント数 C_S は、

$$C_S = \frac{f_B \Delta T}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_{-\infty}^{\infty} dt_A \int_{-\infty}^{\infty} dt_B P_{AB}, \quad (7.12)$$

で与えられ、第2章と同様に展開すると、

$$C_S = (TR^5)^2 \eta_A \eta_B \bar{I}_p^2 f_B (1 + \exp(-\mu t_{at}))^2 \times \left[1 + \frac{\exp(-c^2 \tau^2 / \sigma_t'^2)}{2(\cosh(-\mu t_{at}/2))^2} + \frac{1}{M_t} \left(1 + \frac{\exp(-c^2 \tau^2 / s_t'^2)}{2(\cosh(-\mu t_{at}/2))^2} \right) \right]. \quad (7.13)$$

ここで、

$$\sigma_t' = \left(\frac{1}{\sigma_t^2} + \frac{1}{s_t^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (7.14)$$

で与えられる。式 (7.13) は、式 (7.8) 及び (7.10) を用いると、次のように表される。

$$C_S = I_A I_B f_B \Delta T \left[1 + \frac{V_A V_B}{2} + \frac{1}{M_t} \left(1 + \frac{1}{2 (\cosh(-\mu t_{at}/2))^2} \exp\left(-\frac{c^2 \tau^2}{s_t^2}\right) \right) \right]. \quad (7.15)$$

ここで、光の帯域が十分広く、時間モード数 M_t が十分大きい場合を考えよう。このとき、式 (7.15) は、

$$C_S = I_A I_B f_B \Delta T \left(1 + \frac{V_A V_B}{2} \right), \quad (7.16)$$

となり、コインシデンスレートから可視度を求めることができる。また、帯域が十分狭いときは、 M_t^{-1} 以下の項の寄与を考慮することにより、パルス幅 s_t を求めることが可能となる。

7.3 装置

LLL 型の X 線干渉計が設計、製作された。これは、図 7.2 のように、ビームスプリッタ (S)、ミラー (M)、アナライザ (A) から構成されている。干渉計の各ブレードの厚みは 2 mm である。反射面としては、220 反射を用いる。外形は、4inch FZ の Si (110) インゴットからスライシングマシンを用いて加工された。その後、弗硝酸エッチングにより加工歪みが除去された。

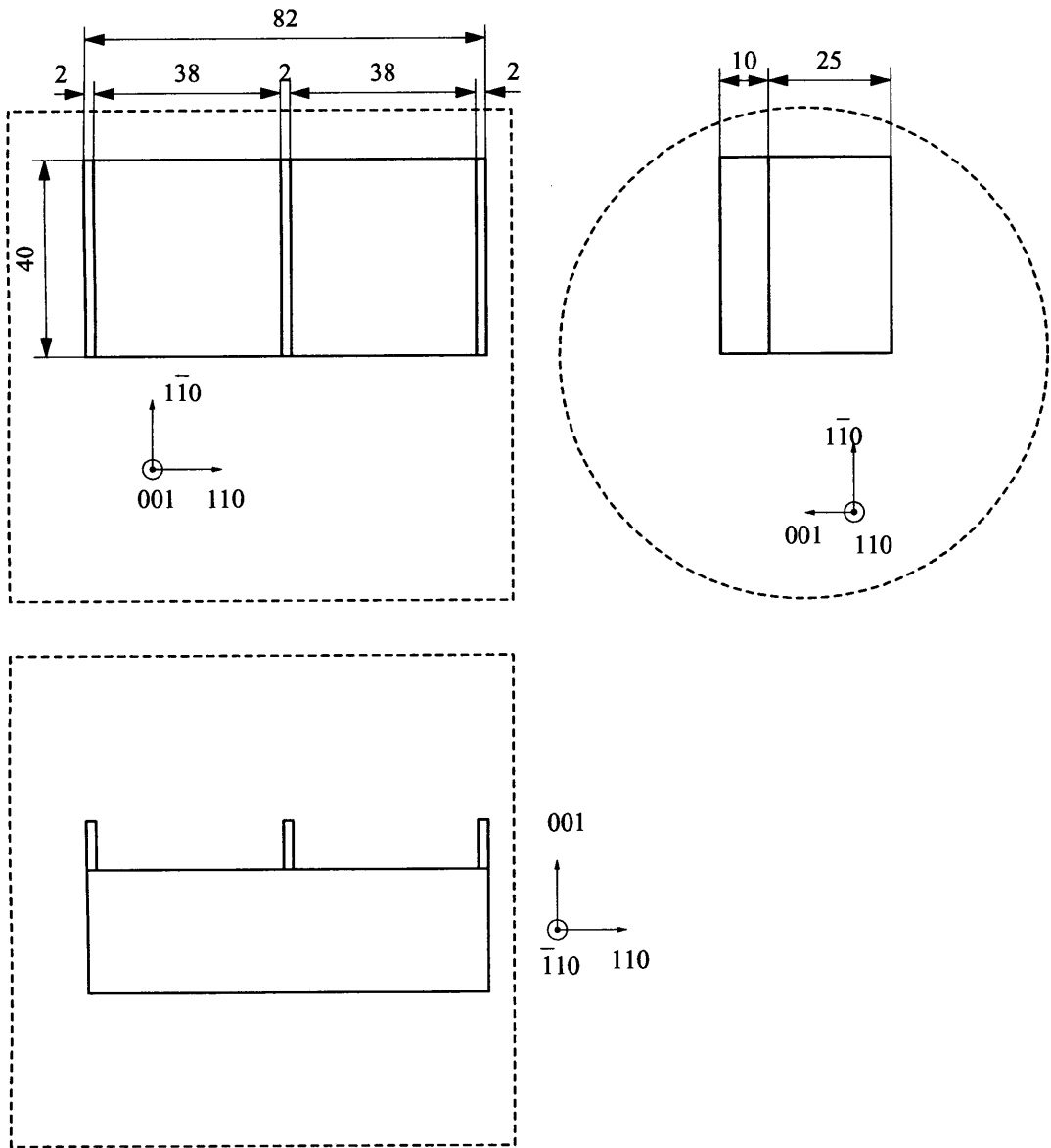


図 7.2: 干渉計の外形図

干渉計は 4inch FZ の Si $\langle 110 \rangle$ インゴットから加工された。干渉計、インゴットの外形をそれぞれ実線及び破線で示す。

7.4 実験

実験は、SPring-8 の BL29XU¹⁴ にて行われた。アンジュレータギャップは最大値の 50 mm に固定した。このときのアンジュレータの 1 次光は $E = 18.72 \text{ keV}$ で、このエネルギーに二結晶分光器 (Si111 反射) を合わせた¹⁵。図 7.3 に実験ハッチ内のセットアップを示す。Si 220 の非対称反射 ($|b| = 1/20$) を用いたコリメータの下流に、干渉計を non-dispersive に配置した。干渉像には、約 4 mm 周期のモワレ縞がみられたので、この影響をなくすため $0.2 \times 0.25 \text{ mm}^2$ (垂直 \times 水平) の入射スリットを干渉計の上流に設置した。干渉計の片方の分枝に高純度アルミニウムの減衰板を挿入した。可視度を制御するために、減衰板の厚さを 0 から 3.5 mm まで変化させた。さらに、位相変調のために、0.3 mm 厚の Si ウェハを干渉計の両方の分枝に挿入した。2 つの分枝間でウェハの実効的な厚さの差によって位相差 ϕ をつけることできる。±40° の範囲にわたって回転することで、±5 π の範囲で位相を変化させた。干渉計の 2 つの出射線のそれぞれの光軸上に APD を置いた。これらは、図 7.4 で表される測定回路に接続した。この実験時の蓄積リングのバンチモードは、33 個の孤立バンチ (バンチ間隔 11.8 ns) と連続バンチからなるハイブリッド運転であったが、孤立バンチのみが取り出されコインシデンス測定に用いられた。

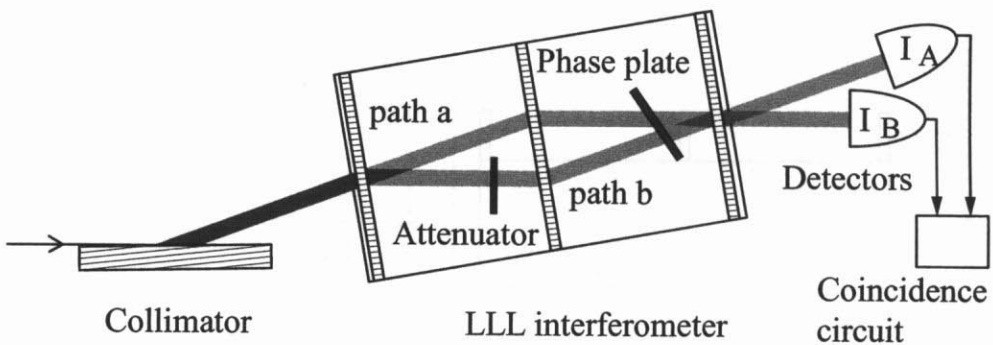


図 7.3: 実験配置

非対称反射を用いたコリメータの下流に干渉計が配置された。干渉計内の片方の分枝には減衰板が挿入され、両方の分枝に位相板が挿入された。干渉計の 2 つの出射線に検出器が設置され、コインシデンス回路に接続された。

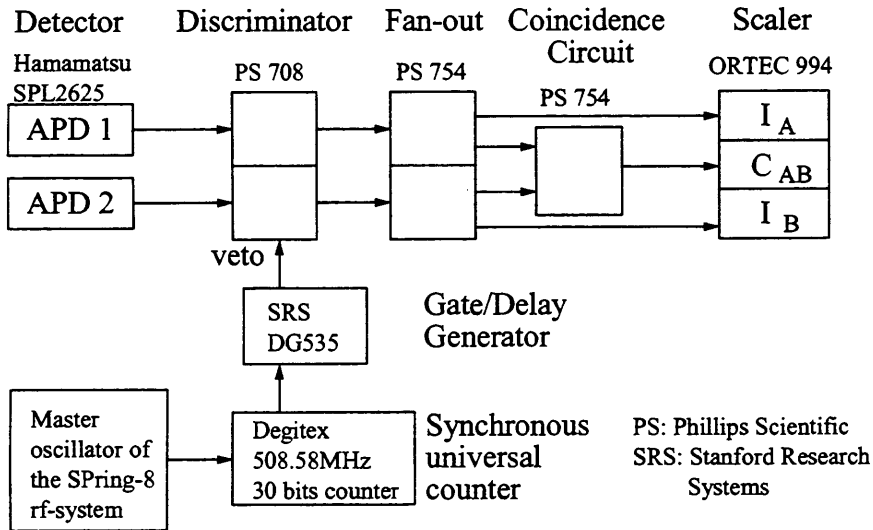


図 7.4: 測定回路

孤立バンチを取り出すために、508.58 MHz の基準信号から synchronous universal counter を用いて 208.8 kHz (蓄積リングの周回周波数) の信号がつけられ、gate/delay generator を通してマスク信号がつけられた。マスク後の信号を用いて、強度及びコインシデンスが測定された。

7.5 結果と議論

それぞれの検出器のカウンティングレート I_A , I_B 及びコインシデンスレート C_{AB} を位相板の回転角の関数として記録した。位相板は -40° から 40° の間を $0.4^\circ/\text{step}$ で送った。また、アクシデンタルなコインシデンスレートを求めるため、減衰板を鉛の吸収板に変えて干渉を消した上で、同様な測定が行われた。これらの一連の測定は、減衰板の厚みを変える度に繰り返された。

各々の測定に対し、回転角を位相差 ϕ に変換した上で、強度の関数 $I_A(\phi)$ 及び $I_B(\phi)$ をサインカーブでフィッティングすることにより、可視度 V_A 及び V_B を求めた。この結果の例を図 7.5 に示す。減衰板の厚みが厚くなると、分枝間の強度差が増大し、可視度が低下するのがわかる。さらに、 $I_A(\phi)$, $I_B(\phi)$, $C_{AB}(\phi)$ を $-2\pi \leq \phi \leq 2\pi$ の区間で積分することで、各々の位相に対する平均値 \bar{I}_A , \bar{I}_B 及び \bar{C}_{AB} を求めた。

ここで、光の帯域幅は十分広いため、2次コヒーレンスに起因する強度干渉は無視でき

る. 規格化されたコインシデンスレートを $C = \bar{C}_{AB} f_B \bar{I}_A^{-1} \bar{I}_B^{-1}$ とおくと, 式 (7.16) より,

$$C = 1 + \frac{V_A V_B}{2}, \quad (7.17)$$

とおける. 実際は, バンチ間の強度にばらつきがあるため, 鉛の吸収板を用いて測定したアクシデンタルなコインシデンスレート C_a によって, C は規格化され,

$$\frac{C}{C_a} = 1 + \frac{V_A V_B}{2}, \quad (7.18)$$

となる.

図 7.6 に, C/C_a を可視度の積 $V_A V_B$ としてプロットした結果を示す. また, 式 (7.18) に基づく計算値を直線で示す. 両者は良く一致している.

この実験では, 安定な系に対して人為的に光路差を与えることで, 位相平均操作を行った. この場合, 測定時間は光路差の変調時間によって決められていた. しかし, 実際の多結晶による干渉計では, このような操作をしなくても光路差の揺らぎが生じる. この場合は位相板による変調は不要になり, 測定時間ははるかに短縮できる. 例えば, skew-symmetric 結晶のコンポーネント間の角度をスキャンしながら測定することで, 可視度の角度マッピングを迅速に測定する, といったことが可能となる¹⁶.

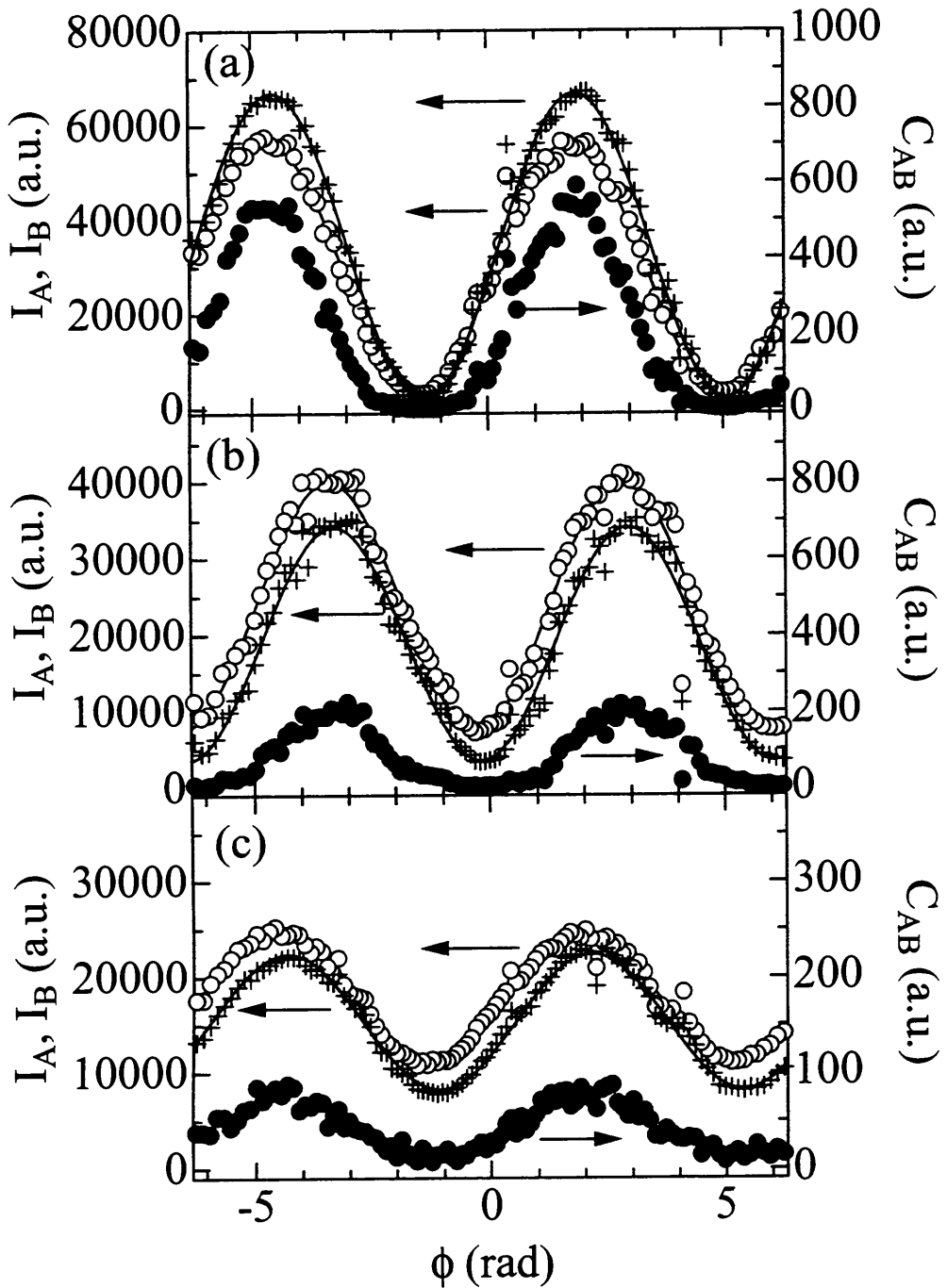


図 7.5: カウントレート及びコインシデンスレートの ϕ 依存性

カウントレート I_A (白丸) I_B (十字) 及びコインシデンスレート (黒丸) を ϕ の関数としてプロットした. 実線はフィッティング結果を示す. 減衰板の厚さは (a) 0 mm, (b) 1.2 mm (c) 2.6 mm である.

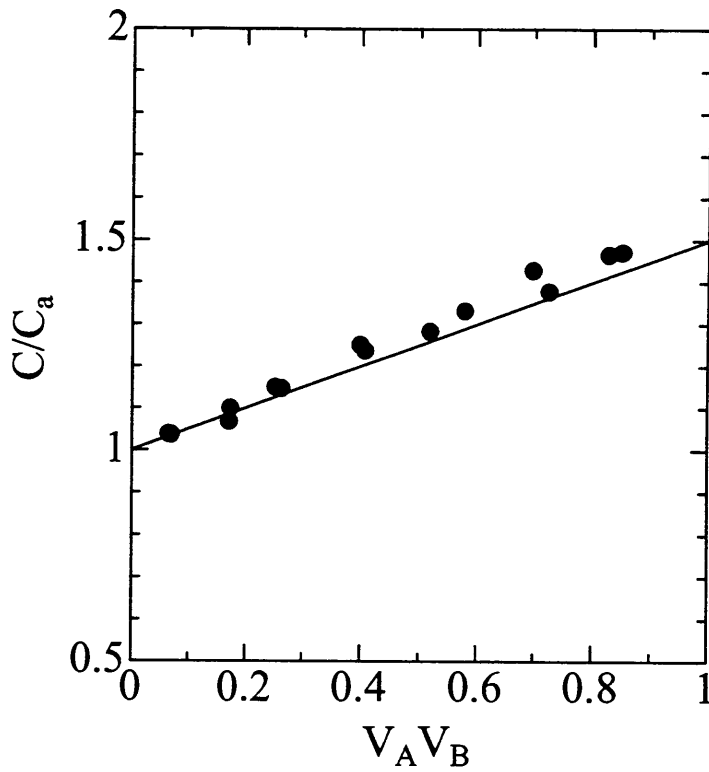


図 7.6: 規格化されたコインシデンスレートと可視度の相関
規格化されたコインシデンスレート C/C_a を可視度の積 $V_A V_B$ の関数としてプロットした。実線は理論曲線を示す。

参考文献

- [1] U. Bonse and M. Hart, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 155 (1965).
- [2] U. Bonse and M. Hart, *Z. Phys.* **188**, 154 (1965).
- [3] P. Becker and U. Bonse, *J. Appl. Crystallogr.* **7**, 593 (1974).
- [4] A. Momose, T. Takeda, Y. Itai, A. Yoneyama and K. Hirano, *J. Synchrotron Radiat.* **5**, 309 (1998).
- [5] A. Yoneyama, A. Momose, E. Seya, T. Takeda and Y. Itai, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 4582 (1999).
- [6] A. Yoneyama, A. Momose, I. Koyama, E. Seya, T. Takeda, Y. Itai, K. Hirano, and K. Hyodo, *J. Synchrotron Radiat.* **9**, 277 (2002).
- [7] C.K. Hong, Z.Y. Ou and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987).
- [8] Z.Y. Ou, E.C. Gage, B.E. Magill and L. Mandel, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 100 (1989).
- [9] Y. Miyamoto, T. Kuga, M. Baba and M. Matsuoka, *Opt. Lett.* **18**, 900 (1993).
- [10] 松岡正浩, “量子光学,” 東京大学出版会, 1996.
- [11] M. Baba, Y. Li, and M. Matsuoka, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4697 (1996).
- [12] Y. Li, M. Baba, and M. Matsuoka, *Phys. Rev. A* **55**, 3177 (1997).
- [13] M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L646 (2001).
- [14] K. Tamasaku, Y. Tanaka, M. Yabashi, H. Yamazaki, N. Kawamura, M. Suzuki, and T. Ishikawa, *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **467-468**, 686 (2001).
- [15] 分光結晶には, 間接水冷した Si(111) 結晶が用いられた. 熱負荷を極力低減させるために, アンジュレータのギャップは最大値が選択された. このときの第1結晶への入熱は 1 W 以下である.

- [16] K. Tamasaku, M. Yabashi, and T. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 044801 (2002).

第8章 結論

本研究で得られた結論を述べる。

まず、強度干渉法を放射光に適用した場合について理論的な考察を行った。現在の放射光源では異なる電子からの放射電場には決まった位相関係がない。その結果、放射場はカオス的なパルス光となる。このような光に対してコインシデンス計測を行うと、コインシデンス確率 C_S はアクシデンタルな確率 C_N に比べて増加し、増加の度合い $R = C_S/C_N - 1$ は6次元位相空間中のモード数に反比例する。すなわち、コインシデンス計測からコヒーレンス特性を評価することが可能である。ここで、コインシデンス計測のS/Nは瞬時輝度に比例し、また R はモード数に反比例する。よって、高い精度で強度干渉を測定するには、高輝度の光源と、モード数を制限する装置、特に高分解能分光器を必要とする。

このための装置開発を、次のように行った。まず、SPring-8の27 m アンジュレータビームライン 19LXU の設計、建設、評価を行った。このビームラインは、SPring-8において標準的である4.5 m アンジュレータ用のX線ビームラインに準じて設計された。放射線遮蔽のために光学ハッチと4つの実験ハッチがつけられ、光学ハッチの内部にビームライン光学系、輸送系が設置された。ビームライン光学系としてはシリコン完全結晶を用いた二結晶分光器が用いられ、シリコン結晶は液体窒素で間接冷却される。テストの結果、サンプル位置で 10^{14} photons/s ($\Delta E/E \sim 10^{-4}$) にも及ぶ高フラックスであることを確認した。また、アンジュレータスペクトルを高い精度で測定し、長いアンジュレータの場合には地磁気程度の微弱な磁場も補正する必要があることを明らかにした。

次に、X線高分解能分光器の開発を行った。4回の非対称反射を用いた分光器を検討し、従来の手法と比べて1桁以上の高い分解能が原理的に可能なことを明らかにした。実際に、Si 11 5 3 反射を4回用いた分光器を製作した。それぞれの結晶を平板結晶とすることで、高品位の表面処理を可能とした。また、垂直方向の空間コヒーレンスを保存するため、散乱面が水平面になるように結晶が配置された。この結果、格子歪みに起因する時間コヒーレンスの不均一性も低減させた。27 m アンジュレータビームラインにおけるテストの結果、 $E = 14.4$ keV においてバンド幅 $\Delta E = 120$ μ eV という、X線結晶分光器として世界最小のバンド幅を達成した。また、フラックスは最大で 10^7 photon/s 台であった。

これらの装置を用いて強度干渉実験を行った。高分解能分光器の下流に精密スリットを置き、さらにその下流に半透過型の Avalanche Photo Diode (APD) を2つ直列に配置し

た。まず、精密スリットの垂直方向サイズの関数として APD 間のコインシデンスレートを測定した。スリットサイズを小さくしたとき、空間モード数の減少によりコインシデンスの確率が増加することを確認した。このプロファイルに対して、ガウス型の空間コヒーレンス分布を仮定したフィッティングが行われ、垂直方向のコヒーレンス長は $66.3 \pm 2.0 \mu\text{m}$ (光源からの距離 $L = 66.7 \text{ m}$) 及び $77.5 \pm 2.0 \mu\text{m}$ ($L = 78.2 \text{ m}$) と求められた。これらは Van Cittert-Zernike の定理によく合致し、垂直方向のアンジュレータ光源サイズは $13.8 \pm 0.4 \mu\text{m}$ と求められた。この結果は、偏向部の放射に対して可視の振幅干渉計で測定した結果と比較され、わずかにそれより小さいことが確認された。この理由として、強度干渉法は瞬時のサイズ、振幅干渉法は長時間平均のサイズをみていることが考えられる。また、位相物体を挿入したとき、コヒーレンスプロファイルが大きく変化することを確認した。

次に、高分解能分光器のバンド幅の関数としてコインシデンスレートを測定することで、X 線パルス幅の決定を行った。バンド幅を変えるために、入射エネルギーをわずかにシフトさせることで非対称度を変化させた。それぞれの条件でスリットサイズを狭めることで空間モード数の効果を取り除き、時間モード数をバンド幅の関数として表した。この結果、パルス幅は $32.7 \pm 1.6 \text{ ps}$ と求められ、X 線ストリークカメラによる測定値とよく一致した。これらの結果により、強度干渉法によって X 線パルス幅計測が可能となることが示された。さらに、入射光がカオス的であるという仮定の妥当性も証明された。

さらに、強度干渉法の第 4 世代の極短パルス放射光源への応用を検討した。強度干渉を高精度で観測するには、高分解能分光器を用いて時間モード数を抑制する必要があるが、 $\sim 100 \text{ fs}$ のパルス光の場合は最適化されたバンド幅は $\sim 50 \text{ meV}$ 程度であり、本研究で開発したものよりはるかに簡単な分光器が適用可能である。よって、ミクロンオーダーの光源サイズ、fs 領域の X 線パルス幅、さらには SASE-FEL が線形領域から飽和領域に達したときの光子統計の遷移が観測可能であると考えられる。特に、fs 領域の X 線パルス幅が計測可能な方法は他にないため、強度干渉法は非常に重要な手法である。このように、強度干渉法は最先端の利用研究への貢献にとどまらず、加速器開発にも重要なフィードバックをもたらすことが期待される。

最後に、X 線干渉計に強度相関法を応用した。1 次及び 2 次のコヒーレンスの寄与を含めて、X 線干渉計の出力とコインシデンスレートの対応を導いた。特に、X 線のバンド幅が十分広い条件のもとでは、コインシデンスレートは干渉縞の可視度の関数として表されることを示した。テストのために、一体型の LLL 干渉計を設計、製作した。安定な光学系に対して人為的に光路差を与えることで、位相平均操作を行った。長時間平均したコインシデンスレートと可視度の対応が理論と一致することを確認した。光路長が不安定な系では干渉の観測が不可能であると従来考えられていたが、本研究によりそのような系でも干渉計測が可能なが示された。また、SASE-FEL が飽和した場合は、強度干渉法をパルス計測にそのまま適用することはできないが、X 線干渉計と組み合わせることで可能となる。本手法が新たな X 線干渉計の開発の端緒となり、X 線光学に新展開をもたらすことが

期待される。

謝辞

本研究をまとめるにあたってご指導いただいた東京大学新領域創成科学研究科物質系専攻の雨宮慶幸教授に深く感謝の意を表す。東京大学物性研究所先端分光研究部門 高橋敏男助教授，東京大学物理工学専攻 五神真教授，百生敦助教授，東京大学新領域創成科学研究科物質系専攻 三尾典克助教授，並びに理化学研究所 石川哲也主任研究員には重要なご助言，ご指摘を数多く頂いた。

(財)高輝度光科学研究センター放射光研究所の菊田惺志副所長には，大学時代から現在に至るまで格別のご指導を賜った。また，同研究所の上坪宏道前所長，吉良爽所長，植木龍夫利用促進部門 (II) 部門長，熊谷教孝加速器部門長，及び理化学研究所の北村英男主任研究員には，筆者が SPring-8 に入所して以来，数々のご指導や励ましを頂いた。理化学研究所の玉作賢治氏には，本研究の全てにわたって数多くのご指導，ご助言を頂いた。(財)高輝度光科学研究センターの後藤俊治氏には，ビームライン建設をはじめとする多方面のご指導を頂いた。また，(財)高輝度光科学研究センタービームライン・技術部門の望月哲朗氏，高橋直氏，竹下邦和氏，古川行人氏，木村洋昭氏，大橋治彦氏，大端通氏，青柳秀樹氏，松下智裕氏，山崎裕史氏，石澤康秀氏，谷口真吾氏，理化学研究所の山本雅貴氏，原徹氏，田中隆次氏，並びに日本原子力研究所の浅野芳裕氏，中谷健氏らの多くの方々には，ビームライン建設においてご指導，ご協力頂いた。また，(財)高輝度光科学研究センター加速器部門の田中均氏，高雄勝氏，高野史郎氏，正木満博氏には，光源サイズ測定の際にご協力頂いた。さらに，理化学研究所の田中義人氏，(財)高輝度光科学研究センターの Alfred Q.R. Baron 氏，伊達伸氏，並びに大阪大学大学院工学研究科の山内和人助教授，山村和也助教授との議論は，本研究をまとめるに当たり極めて有益であった。最後に，妻 里佳の暖かい支援に改めて感謝の意を表す。

研究業績

論文

1. M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, “Visibility Measurement with an X-ray Interferometer Using a Coincidence Technique,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L646 (2001).
2. M. Yabashi, T. Mochizuki, H. Yamazaki, S. Goto, H. Ohashi, K. Takeshita, T. Ohata, T. Matsushita, K. Tamasaku, Yoshihito Tanaka, and T. Ishikawa, “Design of a beamline for the SPring-8 long undulator source 1,” *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A* **467-468**, 678 (2001).
3. M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, “Characterization of Transverse Coherence of Hard Synchrotron Radiation by Intensity Interferometry,” *Phys. Rev. Lett.* **87**, 140801 (2001).
4. M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta, and T. Ishikawa, “X-ray monochromator with an energy resolution of 8×10^{-9} at 14.41 keV,” *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4080 (2001).
5. K. Tamasaku, M. Yabashi, and T. Ishikawa, “X-ray Interferometry with Multicrystal Components Using Intensity Correlation,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 044801 (2002).
6. Toru Hara, Makina Yabashi, Takashi Tanaka, Teruhiko Bizen, Shunji Goto, Xavier M. Maréchal, Takamitsu Seike, Kenji Tamasaku, Tetsuya Ishikawa and Hideo Kitamura, “The brightest x-ray source: A very long undulator at SPring-8,” *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1125 (2002).
7. M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, “Measurement of X-Ray Pulse Widths by Intensity Interferometry,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 244801 (2002).

会議録その他

1. 原 徹, 高橋 直, 矢橋 牧名, 玉作 賢治, 北村 英男, 石川 哲也, “SPring-8 での 25 m アンジュレータビームライン建設と立上げ,” 放射光 **14**, 12 (2001).
2. M. Yabashi, K. Tamasaku, H. Yamazaki, and T. Ishikawa, “Beam diagnostics with correlation technique at SPring-8,” Proc. SPIE, **4500**, 177 (2001).
3. M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, “Applications of x-ray intensity interferometry,” Proc. SPIE, **4782**, 122 (2002).

本論文以外の研究業績

1. M. Yabashi, H. Yamazaki, K. Tamasaku, S. Goto, K. Takeshita, T. Mochizuki, Y. Yoneda, Y. Furukawa, and T. Ishikawa, “SPring-8 standard x-ray monochromators,” Proc. SPIE, **3773**, 2 (1999).
2. H. Suzuki, T. Aoki, H. Ego, M. Hara, N. Hosoya, Y. Kawashima, Y. Ohashi, T. Ohshima, N. Tani, M. Yabashi, and H. Yonehara, “Formation of a single-bunch beam in the booster synchrotron at SPring-8,” Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **444**, 515 (2000).
3. T. Ishikawa, K. Tamasaku, M. Yabashi, S. Goto, Y. Tanaka, H. Yamazaki, K. Takeshita, H. Kimura, H. Ohashi, T. Matsushita, and T. Ohata, “One kilometer beamline at SPring-8,” Proc. SPIE, **4145**, 1 (2001).
4. K. Tamasaku, Y. Tanaka, M. Yabashi, H. Yamazaki, N. Kawamura, M. Suzuki, and T. Ishikawa, “SPring-8 RIKEN beamline III for coherent x-ray optics,” Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 686 (2001).
5. T. Mochizuki, Y. Kohmura, A. Awaji, Y. Suzuki, A. Baron, K. Tamasaku, M. Yabashi, H. Yamazaki, and T. Ishikawa, “Cryogenic cooling monochromators for the SPring-8 undulator beamlines,” Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **467-468**, 647 (2001).
6. A.Q.R. Baron, Y. Tanaka, D. Ishikawa, D. Miwa, M. Yabashi, and T. Ishikawa, “A compact optical design for Bragg reflections near backscattering,” J. Synchrotron Radiat. **8**, 1127 (2001).

7. Y. Mori, K. Yamauchi, K. Yamamura, H. Mimura, A. Saito, H. Kishimoto, Y. Sekito, M. Kanaoka, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku and T. Ishikawa, "Development of plasma chemical vaporization machining and elastic emission machining systems for coherent x-ray optics," Proc. SPIE, **4501**, 30 (2001).
8. A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, T. Ishikawa, Y. Mori, K. Yamauchi, K. Yamamura and A. Saito, "Deterministic retrieval of surface waviness by means of topography with coherent X-rays," J. Synchrotron Radiat. **9**, 223 (2002).
9. K. Yamauchi, K. Yamanura, H. Mimura, Y. Sano, A. Saito, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, T. Ishikawa, and Y. Mori, "Nearly diffraction-limited line focusing of a hard-X-ray beam with nd elliptically figured mirror," J. Synchrotron Radiat. **9**, 313 (2002).
10. K. Katsumata, Y. Tabata, S.W. Lovesey, T. Nakamura, Y. Tanaka, S. Shimomura, Y. Narumil, T. Ishikawa, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, K. Tamasaku, M. Yabashi, S. Goto, H. Ohashi, K. Takeshita, T. Ohata, T. Matsushita, T. Bizen, and I. Yamada, "Observation of field-induced magnetic and structural transitions in an antiferromagnet by means of synchrotron x-rays," J. Phys.: Condens. Matter, **14**, L619 (2002).
11. Y. Mori, K. Yamauchi, K. Yamamura, H. Mimura, Y. Sano, A. Saito, K. Ueno, K. Endo, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, "Sub-micron focusing of hard X-ray beam by elliptically figured mirrors for scanning X-ray microscopy," Proc. SPIE, **4782**, 58 (2002).
12. Kenji Tamasaku, Makina Yabashi, Daigo Miwa, Tetsuro Mochizuki, and Tetsuya Ishikawa, "Performance of cryogenically cooled monochromators at SPring-8," Proc. SPIE, **4782**, 132 (2002).
13. K. Yamamura, H. Mimura, K. Yamauchi, Y. Sano, A. Saito, T. Kinoshita, K. Endo, Y. Mori, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, and T. Ishikawa, "Aspheric Surface Fabrication in nm-level Accuracy by Numerically Controlled Plasma Chemical Vaporization Machining (CVM) and Elastic Emission Machining (EEM)," Proc. SPIE, **4782**, 265 (2002).
14. K. Yamauchi, K. Yamamura, H. Mimura, Y. Sano, A. Saito, M. Kanaoka, K. Endo, A. Souvorov, M. Yabashi, K. Tamasaku, T. Ishikawa, and Y. Mori, "Wave-optical analysis of sub-micron focusing of hard X-ray beams by reflective optics," Proc. SPIE, **4782**, 271 (2002).