

高輝度X線アンジュレータ用の耐熱ビームライン素子と
新型分光器の開発

望月哲朗

博士（学術）

総合研究大学院大学
数物科学研究科
放射光科学専攻

平成5年度
(1993)

目次

	頁
1. 序論	1
1.1 緒言	1
1.2 本研究の目的と概要	2
2. 放射光光源	4
3. アンジュレータ放射光ビームラインの熱設計	13
3.1 概要	13
3.2 放射光ビームラインの構成要素とその機能	13
3.3 ビームライン素子の熱負荷	17
3.4 素子の冷却	21
3.5 放射光アブゾーバ、固定マスク、X Yスリット	31
3.6 ベリリウム窓	37
3.7 グラファイトアブゾーバ	41
3.8 分光器第一結晶	43
3.8.1 冷却方法の検討	43
3.8.2 直接水冷結晶	49
4. 実験	54
4.1 吸収熱量	54
4.2 水冷結晶	62
4.3 まとめ	69
5. 分光器	70
5.1 液体窒素冷却分光結晶	70
5.1.1 分光器第一結晶の冷却	70
5.1.2 液体窒素冷却シリコン結晶ホルダー	84
5.2 ヘリウム雰囲気下の水冷分光結晶	86
5.3 定出射位置式2結晶分光器	87
5.4 実験	92
5.4.1 液体窒素冷却結晶	92
5.4.2 ヘリウム雰囲気下の水冷分光結晶	95
5.4.3 定出射位置式2結晶分光器	96
5.5 まとめ	100
6. 検討	102
6.1 分光器第一結晶の冷却	102
6.2 ビームライン素子	110
7. 結論	115
謝辞	116
参考文献	117

1. 序論

1. 1 緒言

放射光科学は、高エネルギー物理学実験用の電子シンクロトロンから発生する軌道放射の利用から始まり、その後に作られた放射光利用専用の蓄積リングにより、VUVからX線の広い領域で連続で輝度が高く指向性と偏光特性を持つ光源を専用を使用することができるようになり、放射光を利用した研究の範囲と研究者数が急速に増加している。

放射光の利用では、ほとんどの場合において放射光をそのまま使うのではなく、光源から出る光を光学系で処理して実験に提供する。光学系で処理された質の高く強い光を得るためには、特に輝度の高い光源が求められる。可視光領域の光学の進歩とその応用を観るとわかるようにその発達の歴史はまさに高輝度光源の追及である。

レーザー光の発明は画期的な出来事であり、それによって支えられている科学の分野と技術は数えきれない。波長域こそ異なるが真空紫外からX線にわたる放射光の輝度の歴史をみると、最初の偏向電磁石から超伝導ウィグラー光源に始まり、マルチポールウィグラー、アンジュレータ等の挿入光源が設置されることにより輝度はさらに2～3桁も高められている。さらに、X線の波長域における究極的な高輝度レーザー光源の出現が待たれるが実現が困難であるため、この領域での科学と技術のブレークスルーの為に、現在はより高い輝度の放射光を追及する動きとなっている。この高い輝度の放射光光源を得るための次世代大型放射光実験施設の建設が、ESRF、APS、

SPring8として欧州、アメリカ、日本で始められている。これらにおいては、従来の放射光に対しさらに3桁以上高輝度のX線を発生することを目標にしている。さらには、高エネルギー物理学研究所で進められているTristan Main Ring (MR)を用いて放射光を発生させる場合には、その上2～3桁も高い輝度の放射光をX線領域において得る計画である。

このように、近い将来3～6桁もの高輝度な放射光の発生が計画されているが、それを安定に利用するために解決すべき課題の一つが、放射光の輸送路上の素子にお

いて処理しなければならない熱の除去である。

いわゆる次世代光源の放射光パワーは、フォトンファクトリー（P F）の偏向電磁石からの放射光に対して、2桁～3桁も大きい。放射パワー密度はさらに高く、4桁～5桁もの高密度となり、通常の方法の耐えうる限界をはるかに超える熱負荷を受ける。このため、次世代放射光施設の光源の能力を十分に活用するためには、放射光の輸送路であるビームラインにおいて大きな熱負荷を受ける、ビームライン素子の除熱が重要になる。このような素子としては、ビームライン上の素子を熱負荷による損傷から保護するためのアブゾーバ、固定マスク、薄膜アブゾーバ、ビームラインの真空とリングの真空を遮断するベリリウム窓がある。さらには、光学素子である分光器結晶やミラーも同様に熱負荷を受けるが、これらは実験に供給される光の質と量を左右する素子であり、単に除熱出来るだけではなくその結晶格子あるいは反射面の変形を抑さえ、素子の機能を維持することが必要となる。そして、ビームラインを作る上で、放射光による各素子への熱負荷とその熱負荷が各素子に与える影響を予測し、評価する方法を確立すると共に、適切な冷却方法を開発することが望まれている。

現存の放射光施設においてさえ、その熱除去の問題は完全に解決されているわけではなく、分光器の第一結晶は熱負荷の大きくなる蓄積電流の高い場合には、その分光出力は電流の増加に比例しない。本研究における見積もりでは、現在のX線アンジュレータの分光システムでは約30%の出力が失われている。さらに、熱負荷の大きな次世代放射光施設のビームラインにおいては、現在の分光システムをそのまま用いれば、分光器において出力の70%が失われる計算になる。このように除熱をうまく解決することにより、高輝度放射光を効率よく利用することができ、“熱を制したものは光を制する”のである。

1. 2 本研究の目的と概要

高エネルギー物理学研究所においては、入射蓄積リングA Rを電子エネルギー6.5 GeVで運転して放射光利用も行っているが、これは次世代大型放射光実験施設と

同等の高い電子エネルギーであり、直線部に設置された挿入光源がX線アンジュレータであるため、そこからの放射光はこれまでとは比較にならないほどの放射パワー密度を持つ。ARのビームラインNE3においては真空封止型アンジュレータを光源として、蓄積電流が50mAの場合には最大放射パワーで2.5kW、放射パワー密度では最大27kW/mrad²が放射光ビームライン上の素子に照射される。さらには、MRの放射光利用において短尺のアンジュレータと長尺のアンジュレータが検討されているが、10GeV、100mAの運転条件では、短尺のアンジュレータにおいても最大放射パワー密度は200kW/mrad²とさらに一桁高くなっている。このように 今後一層大きくなる放射パワーとパワー密度に対応する、放射光ビームラインの素子の設計を行うためには、熱負荷の評価と共にビームライン各素子の特性に合った適切な冷却方法の確立が必要である。

本論文においては、世界初の真空封止型X線アンジュレータからの高輝度放射光を利用するための、ARビームラインNE3の設計・製作にあたって、ビームライン素子における熱負荷の数値的評価をふまえた、各素子に適する冷却方法の検討と設計を行い、装置の完成後においては、各素子における発熱量、温度の測定、取り外しての観察を行い、これらの結果に基づき各素子に対してあらかじめ設計した冷却法の是非について検討した結果を詳述する。ビームラインの設計・製作に際して、このような熱負荷の数値的評価を取り入れたことは日本の放射光ビームラインの建設上初めてであり、世界的にみてもかなり早い部類に属する¹⁾。

熱負荷の影響を受ける分光器第一結晶については、その材料、冷却流体、冷却温度について検討を行い、アンジュレータ光源に適した冷却方法について論じ、さらには、アンジュレータ放射光ビームラインに設置する定出射位置式の2結晶分光器を製作し、分光結晶の冷却方法についての実験を行い、その評価について論ずる。

これらの研究結果により、次世代大型放射光実験施設のアンジュレータ放射光用ビームライン素子と、シリコンを分光器結晶として用いる場合の冷却方法に目処がついた。

2. 放射光光源

相対論的荷電粒子が速度に直交する磁場のなかを通過すると、円周運動を行い、そのとき非常に強い電磁波の発射が伴う。このことは加速器が発明されて間もない頃に理論的、実験的に研究され、シンクロトロン放射という²⁾。この過程で失われるエネルギーの一部は放射光として様々な分野に利用される一方、熱源として分光結晶に熱負荷を与える。荷電粒子は1電子である場合、そのシンクロトロン放射の量はC G S単位系で次の公式(2-1)で与えられる³⁾。

$$I = \frac{2e^4 H^2 v^2}{3m^2 c^5 (1 - \frac{v^2}{c^2})} \quad (2-1)$$

ここで、 e は電子の素電荷量、 H は磁場の強さ、 v 電子の速度、 m は電子の質量、 c は光速である。式(2-1)を実用単位系に書き直すと、軌道面内単位角度当たりのパワーはビーム電流を i (A)、ビームエネルギーを E (GeV)、偏向磁石での電子の軌道半径を ρ (m)、あるいは偏向電磁石の磁束密度 B (T)として式(2-2)で与えられる^{4,5,6)}。

$$\begin{aligned} I &= \frac{88.5}{2\pi} i E^4 / \rho \quad (\text{kW/rad}) \\ I &= \frac{26.6}{2\pi} i E^3 B \quad (\text{kW/rad}) \end{aligned} \quad (2-2)$$

このパワーの軌道面に垂直方向の角度分布を図2-1に示す。パラメーター γ を電子の運動エネルギーとその静止エネルギーとの比とし、 β をその速度と光速との比とすると、 $\gamma^2 = 1 / (1 - \beta^2)$ である。

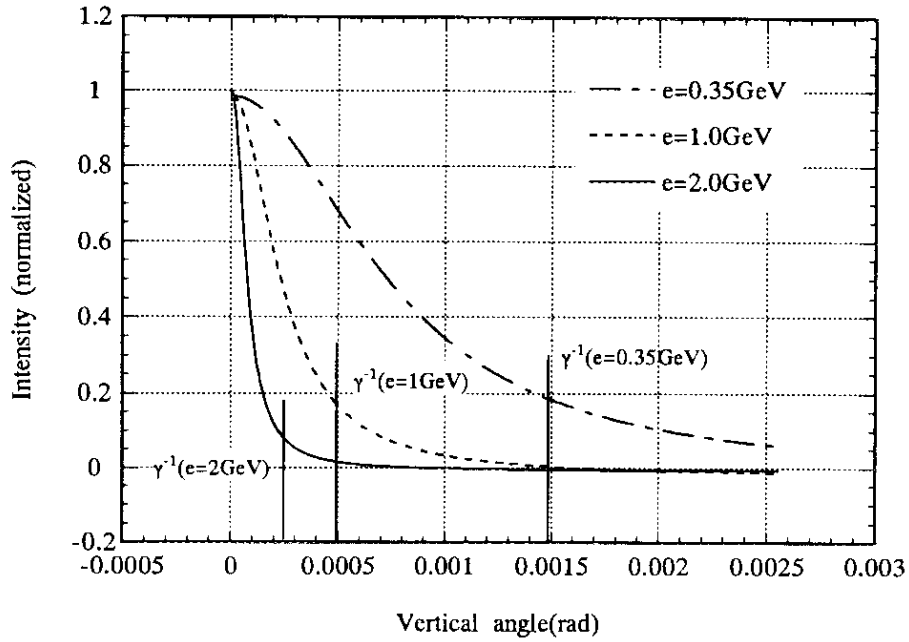


図 2-1 放射光パワーの角度分布

図 2-1 からわかるように、シンクロトロン放射のパワーの軌道面上下における角度分布はほとんど γ^{-1} の範囲内に集中している。電子のエネルギーが 1 GeV の時、その値は約 0.5 mrad である。厳密には式 (2-3) であたえられる。

$$dI/d\theta = \frac{e^4 H^2 v^2 (1 - \frac{v^2}{c^2})}{8\pi m^2 c^5} \times \left\{ \frac{2 - \cos^2\theta - \frac{\beta^2}{4}(1 + 3\beta^2)\cos^4\theta}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta)^{7/2}} \right\} \quad (2-3)$$

右辺の $\left\{ \right\}$ の中の項は β が十分大きいときは γ^{-1} で置き換えることができ、

$$\left\{ \frac{2 - \cos^2\theta - \frac{\beta^2}{4}(1 + 3\beta^2)\cos^4\theta}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta)^{7/2}} \right\} \approx \gamma^{-1}$$

である。このことから、偏向電磁石からの放射光パワーは水平見込み角 $\Delta\phi$ としたとき、立体角 $2\gamma^{-1} \times \Delta\phi$ (mrad²) 内に入ると見積もることができる。実際の加速器の中での電子の運動は理想的な閉軌道を回るのではなく、その軌道の近傍にて振動しながら廻る。この電子ビームの断面内での分布であるビームサイズと運動の方向の分布

である電子ビームの発散はガウス分布に従い、これらの分布の標準偏差はそれぞれ $\sigma_{x, \gamma}$ と $\sigma_{x', \gamma}$ で表される。このことを考慮して、立体角の中のファクター γ^{-1} を鉛直方向の電子ビームの発散 $\sigma_{y, \gamma}$ との和の幾何平均でおきかえると式 (2-4) のようになる。

$$\gamma^{-1} \times \Delta\varphi \rightarrow \sqrt{\sigma_{y, \gamma}^2 + \gamma^{-2}} \times \Delta\varphi \quad (\text{mrad} \times \text{mrad}) \quad (2-4)$$

式 (2-2) からわかるようにシンクロトロンの放射パワーは電子の運動エネルギーの三乗と磁場強さに比例する。このこととパワーの角度分布式 (2-4) と併せて考えると、加速器はエネルギーが高いほど、電子ビームの発散は小さいほど、そこから放射される放射光のパワー密度が劇的に増加する。

式 (2-2)、(2-3) と (2-4) は単純な磁場の中での電子のエネルギー放出の量を与えるが、挿入光源の場合、長さ L の中に空間的な周期 λ_u の磁場変調があり、このとき、式 (2-3) 中の磁場の二乗はその二乗平均と置き換えられ、単位中心角あたりの放射パワーの代わりに L を乗じることにより挿入光源の放射パワーを求めることができる。挿入光源を走り抜ける電子は磁場の作用で蛇行するが、このことにより、シンクロトン放射の立体角の見積もりにも修正を加える必要がある。挿入光源内を走る電子の最大の傾き角 Ψ_0 を γ^{-1} の単位で表す量を偏向のパラメーター K として導入し、初等的な計算により K を表す式は、磁場のピーク値を B_0 (T)、磁場の周期を λ_u (cm) として、

$$K = \Psi_0 / \gamma^{-1} = \gamma \Psi_0 = e H_0 \lambda_u / 2 \pi m c^2 = 0.934 B_0 \lambda_u \quad (2-5)$$

である。挿入光源に1組の磁石列がある時その偏向パラメーターを K_y として、光子を出すときの電子運動の方向 Ψ_0 は0から $K_y \gamma^{-1}$ の範囲に分布する。そのときの実効的な偏向のパラメータは $K_y / \sqrt{2}$ となる。従って鉛直方向に磁石列のある挿入光源では、その放射パワーは (2-4) 式中に、電子のビームの発散 $\sigma_{x', \gamma}$ と磁石列による電子の運動方向の傾きが加わり (2-6) 式になる。さらに水平方向にも磁石列が

ある時には式(2-6)に習って、式(2-7)で表される。

$$\sqrt{\sigma_y^2 + \gamma^{-2}} \times \Delta\varphi \rightarrow \sqrt{\sigma_y^2 + \gamma^{-2}} \times \sqrt{\sigma_x^2 + \gamma^{-2} \left(1 + \frac{K_y^2}{2}\right)} \quad (2-6)$$

$$\sqrt{\sigma_y^2 + \gamma^{-2}} \times \Delta\varphi \rightarrow \sqrt{\sigma_y^2 + \gamma^{-2} \left(1 + \frac{K_x^2}{2}\right)} \times \sqrt{\sigma_x^2 + \gamma^{-2} \left(1 + \frac{K_y^2}{2}\right)} \quad (2-7)$$

現在運転中、建設中及び計画中の主な放射光リングのパラメーターの一覧を表1-1に示す^{3,4,5,6,7)}。

表1-1 主な放射光施設のパラメータ

施設名	エネルギー (G e V)	エミッタンス (nmrad)		電流 (mA)	曲率半径 (m)	挿入光源	
		ϵ_x	ϵ_y			K	L (m)
A R	6.5	160	1.6	40	23.17	Kx=0.2 Ky=15	3.5
						2.7	4.0
MR	10	0.5	0.005	100	246.5	0.924 0.965	5 70
P F	2.5	126	2.5	350	8.66	2.3 1.3	3.6 2.3
U V S O R	0.75	160		60	2.2	1.7	4.2
A L S	1.5	3.4	0.34	400	4.89	20.6 2.1	4.6 4.9
E S R F	6.0	6.0	0.6	100	25	2.08	1.6
A P S	7.0	7.0	0.7	100	38.96	2.5 1.1	5 5
S P ring 8	8.0	6.53	0.65	100	40.1	0.75	4

放射光を熱源としてみるといくつかの特徴がある。一つは、平行性が高く発散の少ないことに起因し、全熱負荷量に比べて熱負荷密度が極端に高くなることであり、挿入光源であるアンジュレータ、マルチポールウィグラーで顕著である。この傾向はすでに述べたように、加速エネルギーが高く、エミッタンスの小さい次世代放射光光源の場合に特に顕著である。このような全熱負荷と熱負荷密度をいくつかの放射光施設において見ると図2・2のようになる^{4,7,8,9,10)}。

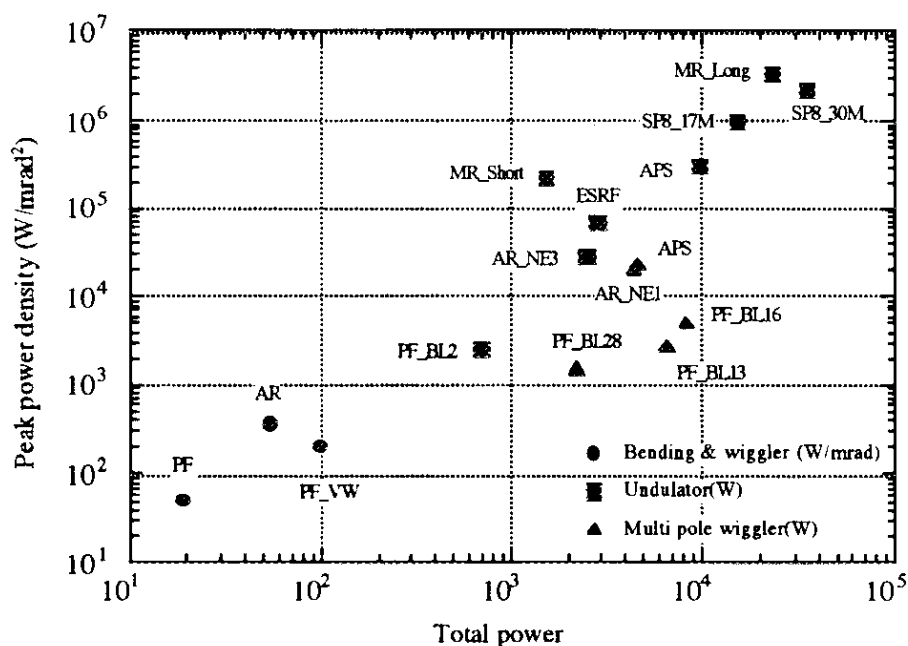
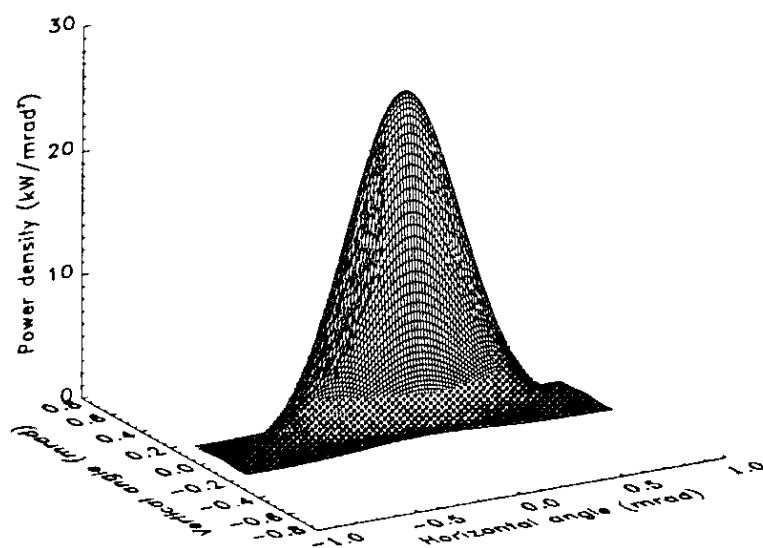


図2・2 放射光光源の全放射パワーとピークパワー密度

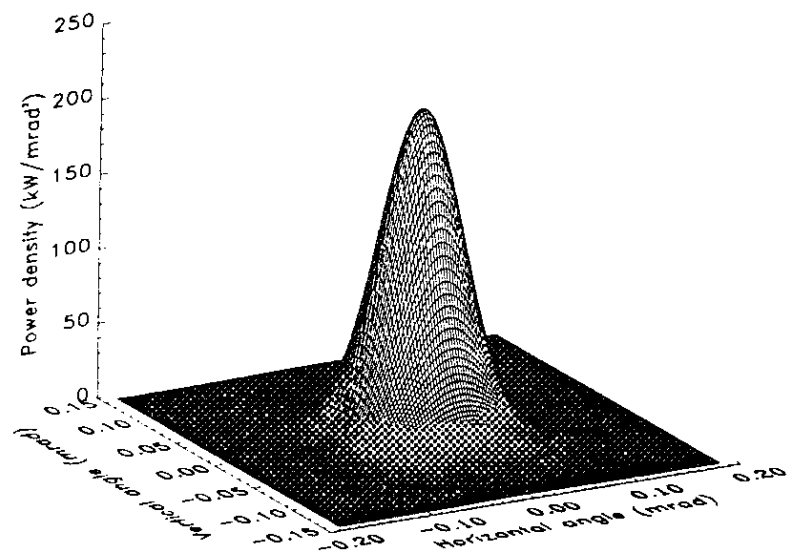
蓄積電流値300mAのとき、PF（2.5GeV）の偏向電磁石からの放射パワーは水平の広がり角度1mrad当たり19W、最大パワー密度は約50W/mrad²であるが、同じくPFに設置されたマルチポールウィグラーBL16では全放射パワーが8.2kW、最大パワー密度は約5kW/mrad²であり、全放射パワーで400倍、最大パワー密度では100倍の差がある。AR（6.5GeV）のNE3に設置された真空封止型X線アンジュレータ光源では、全放射パワーが2.5kWで、最大パワー密度は約27kW/mrad²であり、最大パワー密度はさらに5倍高くなっている。MRの

ロングアンジュレータ或いはS Pring8のアンジュレータの計画では、さらに、全放射パワーはBL16より1桁、最大パワー密度はNE3より2桁も大きくなる。これらのアンジュレータ光源の中で、ARのNE3と、MRのショートとロングのアンジュレータ光源についてその放射パワーの角度広がりを、図2-3、図2-4及び図2-5に示す。これらの図から、ごく限られた狭い範囲に放射パワーが集中していることが解る。特に、MRのアンジュレータの角度広がりは狭く、またその広がりは光軸に垂直な断面内ではほぼ同心円状に分布する。ARのビームラインNE3に設置される素子の熱負荷は、発光点から20.5mの分光器第一結晶位置の放射光の光軸に垂直な断面で 65 W/mm^2 のパワー密度となる。この時の放射光パワーの広がりは、 1σ で見ると水平方向が 0.28 mrad 、垂直方向で 0.047 mrad であり、分光器第一結晶位置では水平方向が 1.1 mm 、垂直方向が 1.9 mm の楕円形である。



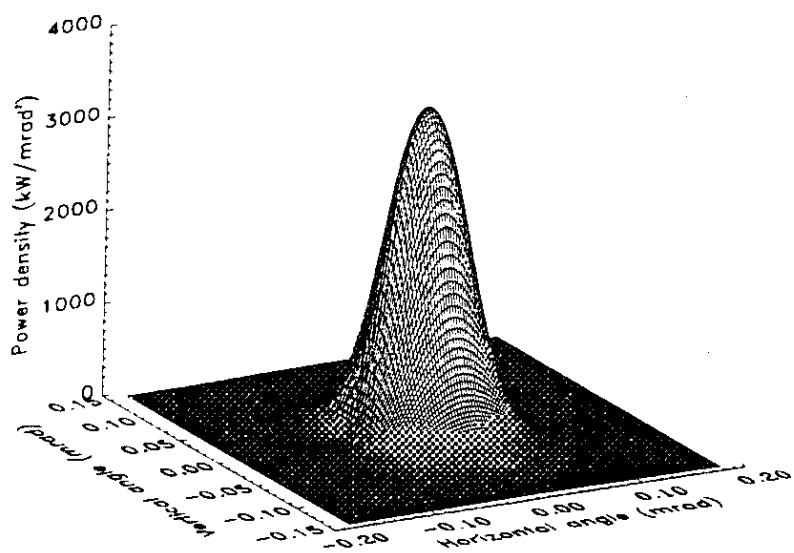
6.5GeV, 50mA, K=2.7

図2-3 AR NE3 アンジュレータ放射光のパワー密度の角度分布



10GeV, 100mA, $K=0.924$

図 2-4 MR ショートアンジュレータ放射光のパワー密度の角度分布



10GeV, 100mA, $K=0.965$

図 2-5 MR ロングアンジュレータ放射光のパワー密度の角度分布

また、大型放射光施設においてはそのスペクトル中で高エネルギーフォトン成分が多くなり、この高エネルギーのフォトンが物質中に深く侵入するために、表面付近だけではなくて物質内部で熱に転換し熱負荷となる。アンジュレータ光源であるARのNE3と、MRのショートアンジュレータのスペクトルを図2・6、図2・7に示す。放射光アブゾーバあるいは固定マスクの材料である銅の場合は、表面からほぼ0.1 mmの深さで放射光が吸収されるのに対して、分光器結晶に使われるシリコンでは表面から数mmで吸収され、放射光の窓材として使われるベリリウムでは10 mm以上となる。これらの発熱の特徴は、素子内部の温度分布を計算する上で考慮する必要がある。

パルス熱負荷の特徴は今後利用に供される大型放射光施設において顕著になるであろう。これは、放射光が蓄積リング内でバンチに分かれていることから来ているが、時間平均して計算される放射光パワーに対して実際に放射される光はパルス状になっている。このパルス状の放射の継続時間はPFでは100 ps、ARで200 ps、MRの場合では57 ps、パルスの間隔はPFでは0.002 μ s、ARで1.2 μ s、MRの場合では2.5 μ sであり、パルス負荷のパワー密度は平均の放射パワーの20倍から44,000倍にも達し、加工用のレーザー光源による熱負荷密度に匹敵する。ただし、レーザー光は照射された材料のほぼ表面で吸収されて熱負荷となるのに対して、放射光ではスペクトルにもよるが、図3・4に示すようにARのNE3の場合で放射光パワーの90%が吸収される距離は、銅で200 μ m、シリコンでは6 mm程度となり素子内部の広い範囲で吸収されて熱となる。このために、レーザーの場合とは異なり放射光のパルス熱負荷による素子表面の温度変動はごく小さくなり、殆ど問題にならない。

以上に示したパワーの空間分布と、以下の章で用いたスペクトル、フォトンの空間分布とパワーの空間分布は全て放射光計算プログラムSPECTRA¹¹⁾を利用して計算した。

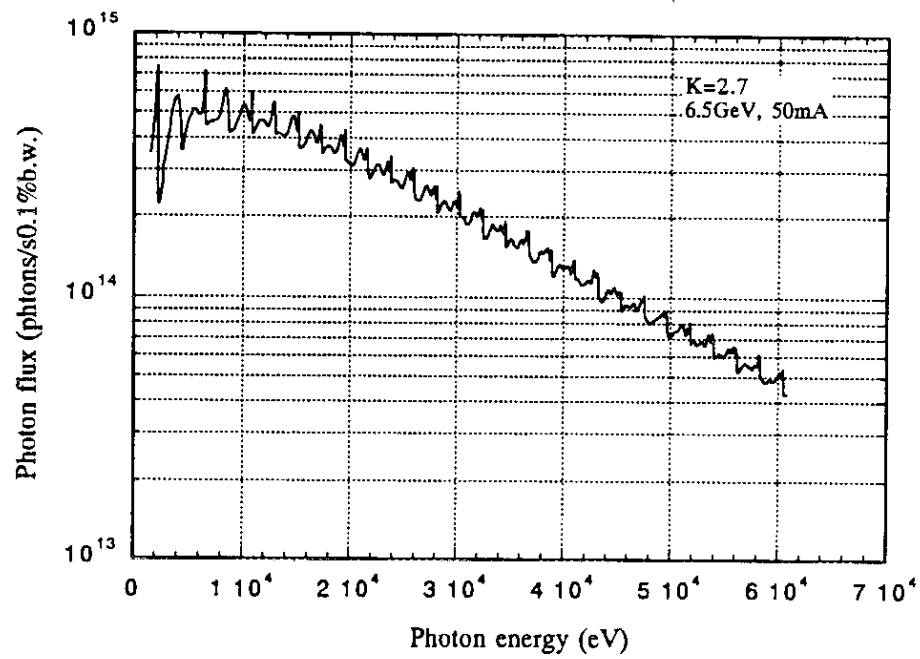


図 2-6 AR NE 3 真空封止型アンジュレータの全光束スペクトル

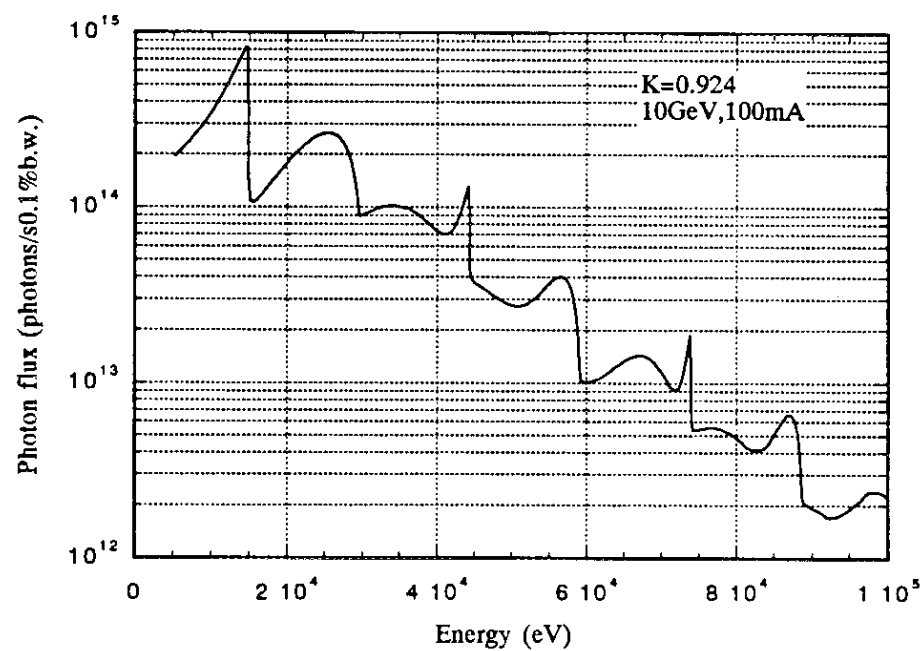


図 2-7 MR ショートアンジュレータの全光束スペクトル

3. アンジュレータ放射光ビームラインの熱設計

3. 1 概要

放射光ビームラインに設置された熱負荷を受ける素子の、熱負荷の特徴と冷却の方法についての検討を行い、NE 3における各素子の設計方法を述べると共に、設計計算の結果を示す。次に、これらの素子についてビームラインに設置したときの熱負荷と温度の測定結果を示し評価を行う。

3. 2 放射光ビームラインの構成要素とその機能

放射光ビームラインにおける素子の配置をPFの偏向電磁石を光源とするビームライン¹²⁾で見ると、図3-1のフロントエンドと言われるリング内のビームラインでは、リングとの接続部となるマニュアルバルブの後方に水冷された放射光アブゾーバがあり、下流の遮蔽用のビームシャッターを閉じた時に放射光が直接ビームシャッターに入射してビームシャッターが焼損することのないように保護している。このビームシャッターの上流には遅延管 (Acoustic Delay Line, ADL)があり、万一下流でベリリウム窓が破損して真空破壊が起きた場合においても、下流からの衝撃波の伝播を遅らせて上流の緊急遮断弁を作動させるまでの時間を稼いでいる。

実験ホール側のビームラインの例を図3-2のX線ビームラインBL 9¹³⁾で見ると、上流にBranch Beam Shutter (BBS) が設けられ水冷されている。次にはミラーが有りその下流にはベリリウム窓がある。この下流に遮蔽用のビームシャッターが有り、次に2結晶分光器が設置されている。分光器の直前にはXYスリットがあり、直後には分光後のX線を遮蔽するためのビームシャッターが設けられ、さらには、XYスリット、ベリリウム窓、カプトンを通して実験ハッチに放射光が導かれる。これらの中では、ADLを除く分光器の上流にある素子が直接放射光の照射を受けて発熱する。ただしバルブとビームシャッターは、放射光アブゾーバが閉じていない場合には閉とならないようにインターロックが組まれ、放射光パワーによる熱負荷を受けないように保護されている。

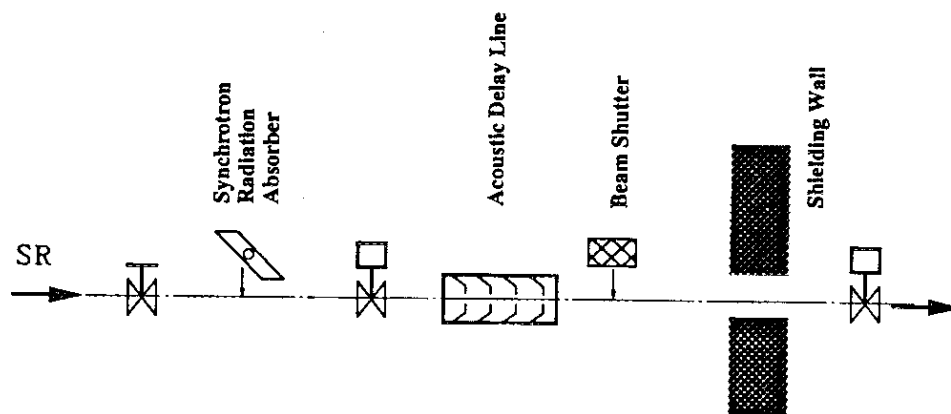


図 3-1 PF放射光ビームラインフロントエンドの模式図

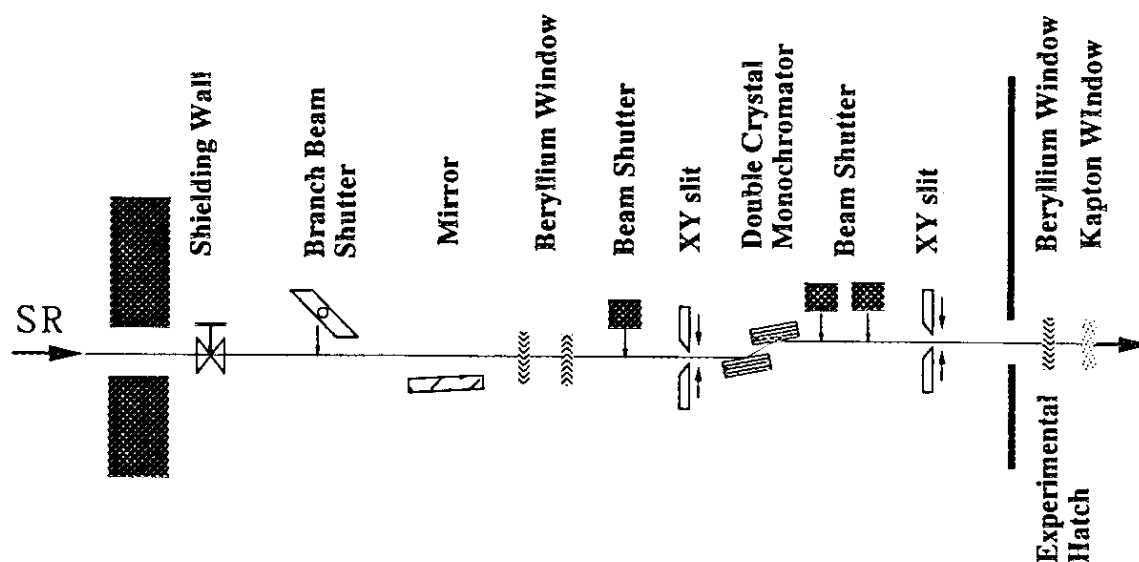


図 3-2 PF偏向電磁石光源ビームラインBL9(X)の模式図

図3・3は本研究における検討の対象としたビームラインARのNE3であり、光源は真空封止型アンジュレータである^{14,15,16,17)}。このビームラインでは、アンジュレータ光源前後の偏向電磁石からの放射光をさえぎるための固定マスクを設けている。また、アンジュレータを光源とすることからビーム寸法が小さいので、配管口径が細くしてあり、配管のコンダクタンスが小さいのでADLを省略している。またベリリウム窓の上流には厚さ0.1mmのグラファイトアブゾーバ2枚を入れて、ベリリウム窓での放射光の吸収による発熱量を低減している。分光器上流のXYスリットは水冷されており、このスリットで整形された放射光が、水冷された分光器第一結晶に入射する。本研究においては、NE3に設置された固定マスク、放射光アブゾーバ、グラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓、XYスリットと分光器第一結晶について検討を行った。これらの素子は、大形放射光実験施設においてもアンジュレータを光源とするビームラインの主な構成要素である。

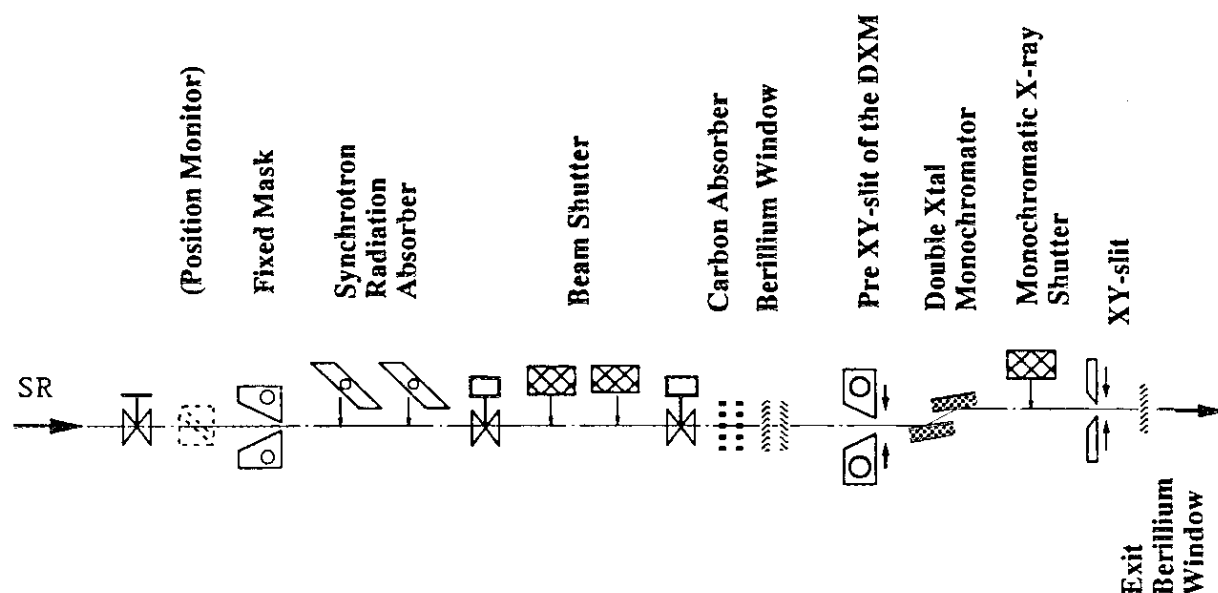


図3-3 AR NE3ビームラインの模式図

固定マスクは、輸送路の最上流にあり放射光の受け入れ角を制限している。これにより輸送路壁は放射光の直射に対して保護され、放射光による熱負荷で下流の素子が過熱破損することを防いでいる。固定マスク自体は表面を放射光に対して傾斜させて入射角度を小さくし、表面での放射光による単位表面積あたりの熱負荷を小さくして、表面温度が低くなるようにしている。

放射光アブゾーバは放射光シャッター（ビームシャッター）あるいはバルブを放射光の直射による過熱破損から守っている。これも放射光の表面への入射角度を小さくして熱負荷密度を小さくしている。

ベリリウム窓は、実験ステーションの比較的真空度の低い環境条件が、超高真空を維持しているリングの真空に悪影響を与えないために設置され、真空を分けている。従って、輸送路の破損などによりビームライン下流が大気圧になっても、その圧力による破損の無いように設計されなければならない。冷却は、ベリリウムがロウ付けされた銅ブロックを水冷する事によりおこなわれる。また、放射光により加熱されたことによる熱応力が生じる。この熱応力を小さくするためには、冷却を良くすると共に熱負荷を軽減する事が行われる。このために設けられるのがグラファイトのアブゾーバであり、ベリリウムの上流に置かれて、ベリリウムの吸収係数の大きな数keV以下のエネルギーの光子を吸収することでベリリウム窓の熱負荷を軽減する。グラファイトアブゾーバそのものは機械的な強度を必要としないため、1000℃以上でも使用する事が可能である。

分光器の第一結晶は、放射光を分光して波長のそろったX線を実験に供給する。上流にミラーが無い場合には直接に放射光を受けることになり、しかも放射光の結晶格子面に対する入射角度は分光する光子の波長に対するブラッグ角が決まり、放射光アブゾーバのように角度を任意に変えて放射光のパワー密度を下げることはできない。またX線の波長が非常に短いためその分光結晶は、ごく微小な変形が分光後の放射光の質と量を左右する。従って、熱負荷による変形を最小限に抑ええると共に、冷却機構を設けるための拘束あるいは流体による圧力の影響が出来るだけ小さくなる

ように考慮することが必要であり、他の素子と比較して冷却に対する要求がはるかに厳しい。

3. 3 ビームライン素子の熱負荷

放射光は素子に入射して吸収され熱となる。NE3のビームライン素子として用いられている材料は、固定マスク、放射光アブゾーバ、XYスリットなどに用いられる銅、ベリリウム窓のベリリウム、グラファイトアブゾーバの炭素、分光器結晶のシリコンなどである。

これらの物質における放射光の吸収は物質の質量吸収係数 μ を用いると以下のよう
に計算できる¹⁸⁾。

$$I_a(\lambda) = I_0(\lambda) \{1 - \exp(-\mu \rho x)\} \quad (3-1)$$

ただし、

$I_a(\lambda)$: 物質における波長 λ の放射光の吸収量
$I_0(\lambda)$: 物質に入射する放射光の強度
λ	: 波長 (Å)
μ	: 質量吸収係数 (m^2/kg)
ρ	: 物質の密度(kg/m^3)
x	: 物質の厚さ(m)

この計算にはコンプトン散乱などの散乱による吸収も含まれているので、熱に変換するエネルギーは実際にはこれより少なくなる。ごく薄いために散乱光の2次吸収を考えなくてもよい薄膜のグラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓等では熱に変換するエネルギー吸収量は質量エネルギー吸収係数 μ_{en} を用いて以下のよう
に計算できる¹⁸⁾。

$$I_{\text{en}}(\lambda) = I_0(\lambda) \{1 - \exp(-\mu_{\text{en}} \rho x)\} \quad (3-2)$$

ただし、

$I_{\text{en}}(\lambda)$: 物質における波長 λ の放射光のエネルギー吸収量
μ_{en}	: 質量エネルギー吸収係数 (m^2/kg)

(3-1) 式でアンジュレータ放射光の吸収を計算すると図3-4及び図3-5になる。図3-4はAR NE3の場合であり、図3-5はMRのショートアンジュレータの場合である。なお、この計算ではスペクトルとして放射光の全光束スペクトルを用いた。

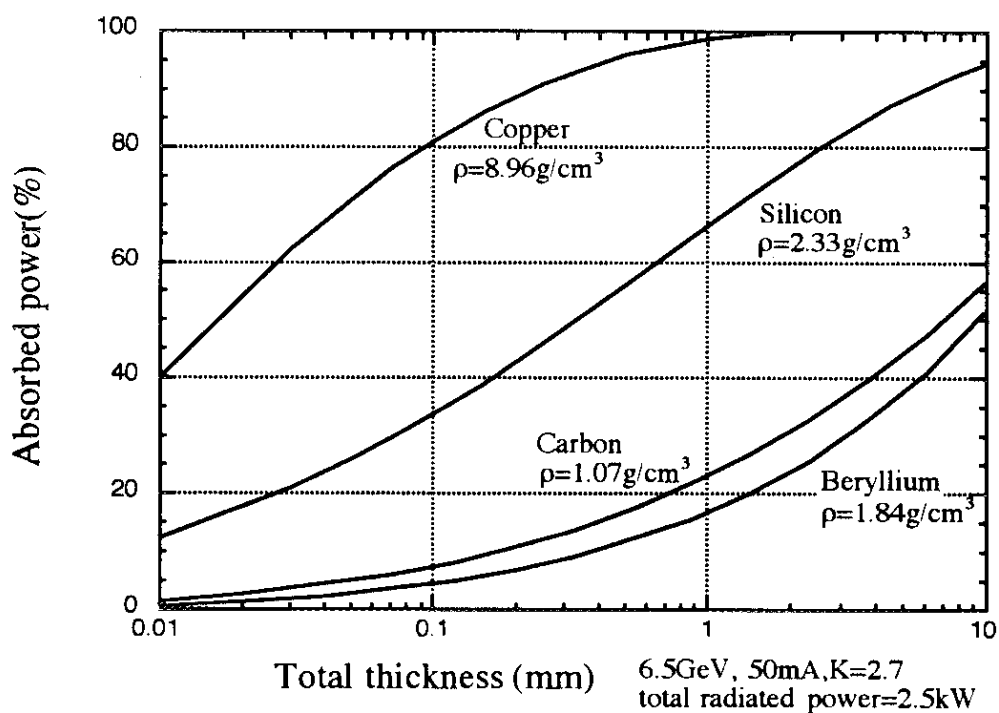


図3-4 AR NE3 アンジュレータ放射光のビームライン素子による吸収

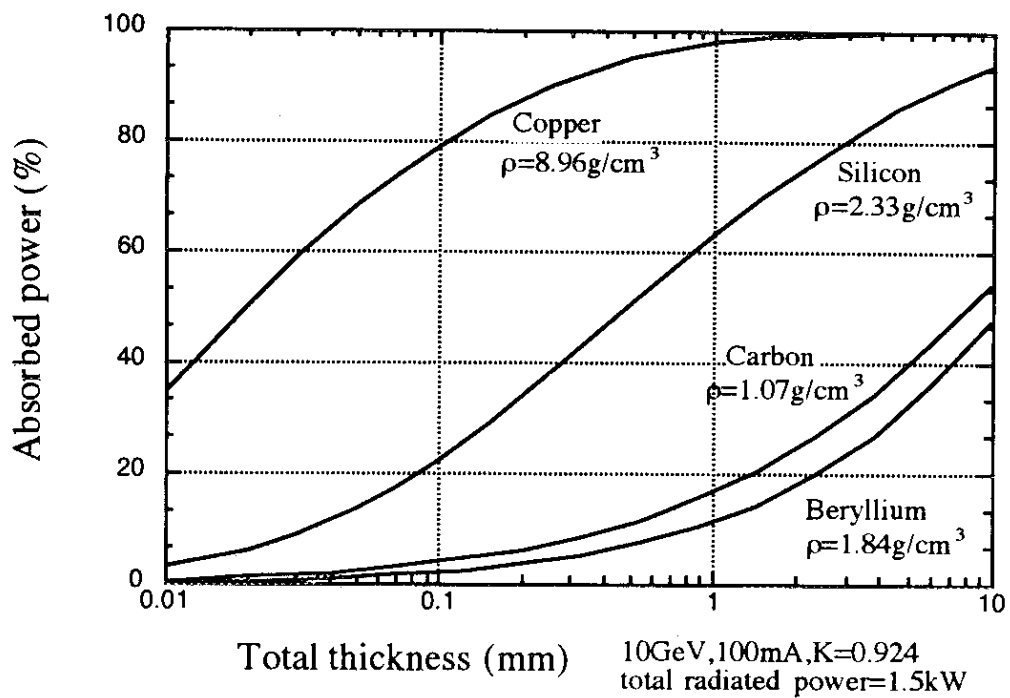


図3-5 MR ショートアンジュレータ放射光のビームライン素子による吸収

この図でわかるように、放射光は銅の場合では表面から $20\ \mu\text{m}$ で 50% が吸収される。これに対して、ベリリウムでは 10mm の厚さがあっても吸収量は $40\sim 50\%$ であり、シリコンはこの中間にあり $300\ \mu\text{m}$ で 50% の吸収がある。

素子の熱負荷はグラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓については質量エネルギー吸収係数を用いて計算した。シリコン結晶、銅ブロックについては正確な吸収エネルギーを考えると、2次散乱を考慮することが必要であるが、EGS4モンテカルロ計算コード¹⁹⁾による吸収計算によれば、垂直入射の厚さ 30mm の銅ブロックではほぼ 100% 、シリコンの場合では入射角度 $5^\circ\sim 25^\circ$ の範囲で 90% 以上の吸収がある²⁰⁾。そこで、これらの素子での放射光の吸収は 100% として考えることにした。

なお、グラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓の下流においては、低エネルギー側の光子がその吸収により減衰し光源でのスペクトルとは異なる。この減衰については質量吸収係数を用いて通過する光子のスペクトルを計算し、このスペクトル

を用いてベリリウム窓、XYスリット、分光器第一結晶における入射フォトンの吸収量を計算した。

NE 3 の各素子における発熱量と放射光軸に垂直な断面における最大発熱密度の計算結果を表 3-1 に示す。グラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓はそれぞれ純粋な炭素、ベリリウムであるとして計算した。これらの薄膜の素子はその厚さ方向では、単位体積当たりの発熱量はほぼ一様で、内部発熱として取り扱う事が適切であり熱負荷として体積発熱密度も示した。

表 3-1 NE 3 ビームライン素子の熱負荷 (6.5GeV, 50mA)

Elements	Total power (W)	Peak power density (kW/mrad ²)	Distance from source point (m)	Peak heat flux on the element* (W/mm ²)	Beam size** hori. x verti. (mm x mm)
Fixed Mask	740(K=1.47) 2500(K=2.7)	8.5 27.3	9.0	105 337	4.9 x 0.8
Synchrotron absorber	740(K=1.47) 2500(K=2.7)	8.5 27.3	9.5	94 302	5.1 x 0.9
1st Graphite absorber(t=0.1mm)	86(K=1.47) 165(K=2.7)	0.99 1.8	17.5	3.2(32W/mm ³) 5.9(59W/mm ³)	9.5 x 1.6
1st Beryllium window(t=0.2mm)	25(K=1.47) 38(K=2.7)	0.28 0.41	18	0.88(4.4W/mm ³) 1.3(6.4W/mm ³)	9.7 x 1.7
XY slits	560(K=1.47) 2160(K=2.7)	6.4 24	19.5	17 62	10.5 x 1.8
Monochromator 1st crystal	560(K=1.47) 2160(K=2.7)	6.4 24	20.5	15 56	11.1 x 1.9

* : () 内の数値は表面での熱負荷密度を体積発熱密度に換算した値である。

** : 角度発散の分布の両側各々 1 σ を取ってビームサイズとした。

3. 4 素子の冷却

ビームライン素子を、熱伝導の様式と素子の機能とから分類すると以下のようなになる。

発熱は、アブゾーバ等のように銅のブロック製の素子で、ほぼ表面に熱が負荷されるとして考えてよい表面熱負荷と、グラファイトアブゾーバ等の薄膜素子で内部に発熱源があるとしてよい内部発熱に分けられる。また、冷却面と発熱部との関係から見ると、放射光が素子を透過するために素子を直接冷却できず周囲から冷却する周辺冷却型と、放射光が素子を透過しないことから熱負荷のある素子を直接冷却できる直接冷却型がある。直接冷却型はさらに分けて考えることができ、分光結晶の場合のように加熱面が比較的広く、その直下の裏面を冷却して熱の流れが厚さ方向に1次元的に伝わる直下冷却型と、放射光はの非常に細いビームにより、熱負荷面積が冷却面の面積に対して小さく、従って、熱負荷部の寸法が冷却面までの距離に対して相対的に小さくなり、熱負荷部から冷却面まで放射状に広がりながら熱の伝わる遠隔冷却型に分けられる。さらに遠隔冷却型は熱負荷部が小さな点状の場合と、線状の場合に分けられる²¹⁾。

また、これ以外にもグラファイトアブゾーバのように放射伝熱の寄与の大きな放射冷却型がある。これらの冷却型の分類を表3・2に示す。

表 3-2 ビームライン素子の冷却の形態

冷却形態		説明	熱負荷面温度	対応する素子
直下冷却型	面状熱負荷		$\theta_s = \theta_b + \frac{q}{\alpha} + \frac{qL}{\lambda}$ $q: [W/mm^2]$	分光結晶
遠隔冷却型	線状熱負荷		$\theta_s = \theta_b + \frac{q'}{\pi \alpha R_i} + \frac{q'}{\pi \lambda} \ln\left(\frac{R_i}{R_o}\right)$ $q': [W/m]$	放射光アブゾーバ 固定マスク XYスリット
	点状熱負荷		$\theta_s = \theta_b + \frac{Q}{2\pi \alpha R_i^2} + \frac{Q}{2\pi \lambda} \left(\frac{1}{R_o} - \frac{1}{R_i} \right)$ $Q: [W]$	放射光アブゾーバ
周辺冷却型			$\theta_{max} = \theta_b + \frac{Q}{4\pi \lambda t} + \frac{Q}{2\pi \lambda} \ln\left(\frac{R_i}{R_o}\right)$ $Q: [W]$	ベリリウム窓 薄膜アブゾーバ グラファイト アブゾーバ
放射冷却型			$\theta_s = \theta_b + \frac{Q' t}{\sigma \epsilon F}$ $Q': [W/m^2]$	グラファイト アブゾーバ

以下では、素子内の熱伝導の簡単なモデルを用いて冷却方式の特徴を検討する。
また、検討は定常熱伝導として行う。

1) 直下冷却方式 (面状熱負荷)

図 3-6 のようなモデルを考える。

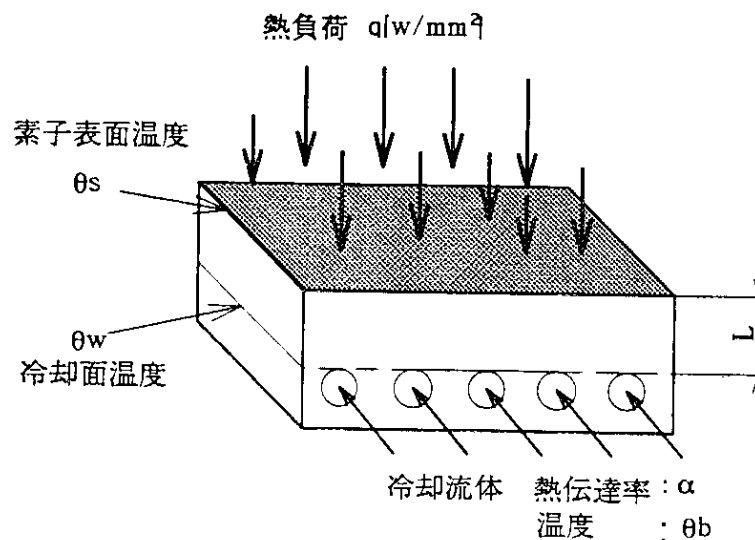


図 3-6 直下冷却型

素子の厚み方向に1次元的に熱が伝わるとして、温度を θ (K)、素子表面から厚み方向にはかった距離を X (m)、素子の熱伝導率を λ (W/mK)、流体の熱伝達率を α (W/m²K)、素子表面に負荷される単位表面積当たりの熱流束を q_s (W/m²)、熱負荷面と冷却面の面積比を S^* とすると熱伝導の基礎式と境界条件は以下のようになる。

熱伝導方程式

$$\frac{d^2 \theta}{dX^2} = 0 \quad (3-3)$$

境界条件

熱負荷面に於いて、

$$-\lambda \left(\frac{d\theta}{dX} \right)_s = q_s \quad (3-4)$$

冷却面に於いては、

$$\alpha S^* (\theta_w - \theta_b) = q_s \quad (3-5)$$

ここで、 s 、 w 、 b はそれぞれ、熱負荷面、冷却面、流体を表す。これから素子表面の温度 θ_s と冷却面の温度 θ_w と温度上昇 $\Delta\theta$ は、熱伝導率が一定であるとすれば以下のように求まり、

$$\theta_s = \theta_b + \frac{q_s}{\alpha S^*} + \frac{q_s L}{\lambda} \quad (3-6)$$

$$\theta_w = \theta_b + \frac{q_s}{\alpha S^*} \quad (3-7)$$

素子の表面温度 θ_s は、熱伝達面での流体との温度差 $q_s / \alpha S^*$ と、素子内部の熱伝導による温度上昇 $q_s L / \lambda$ とで求められる。ここで、 L は熱負荷面と冷却面間の距離である。

したがって、この冷却方式においては最高温度 θ_s を低く押さえるためには、熱伝導率の大きな材料を薄くして直接冷却すると効果的である。一方冷却面の熱流束 q ($= q_s / S^*$)が大きくなると冷却面温度は液体の飽和温度以上に上昇し、ある温度以上になると熱伝達面で沸騰が始まる。この場合においても熱伝達量は大きくなり続けるが、さらに q が大きくなりある熱流束を越えると、熱伝達が急激に悪化する。この状況に於いて熱流束が減少しない場合には、冷却面の温度が高温となり場合によっ

ては焼損する。この熱流束をバーンアウト熱流束あるいは限界熱流束と呼ぶ。これがこの冷却における限界となり、流体が水の場合 10 W/mm^2 前後である。この限界は、流体の種類、圧力、温度、流速、流路の形状、加熱の状況等により異なり様々な相関式が提案されている。限界熱流束については伝熱工学資料²²⁾などにまとめられている。

2) 遠隔冷却型 (線状熱負荷)

放射光アブゾーバ等においては、表面での熱流束を低下させるために入射角度を小さくして放射光の入射面積を大きくする方法がとられる。通常は、構造的な理由から放射光アブゾーバーを上下に移動させる機構とするが、この場合放射光アブゾーバの照射面は上下に細く水平方向に長い線状の熱負荷になる。熱は素子内部で、熱負荷の長さ方向に対して垂直な面内で扇状に広がり冷却面に伝わる。この場合の熱伝導を、図3・7に示す内径の小さな半円筒状のモデルを用いて検討する。

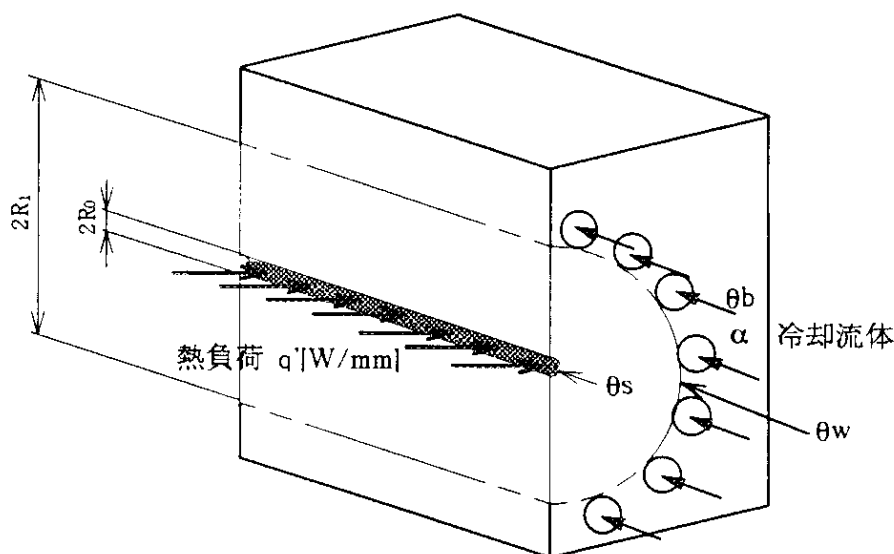


図3・7 遠隔冷却型 (線状熱負荷)

円筒の内面に負荷される熱負荷を q_s' (W/m)、素子の熱伝導率を λ (W/mK)、熱伝達率を α (W/m²K)、熱負荷面の半径を R_0 (m)、冷却面までの半径を R_1 (m)、半径を r (m) とすると以下のようなになる。

熱伝導方程式

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\theta}{dr} \right) = 0 \quad (3-8)$$

境界条件、

$$r = R_0 \text{ で、}$$

$$q'_s = -\pi R_0 \lambda \left(\frac{d\theta}{dr} \right)_s \quad (3-9)$$

$$r = R_1 \text{ で、}$$

$$q'_s = \pi \alpha S^{**} R_1 (\theta_w - \theta_b) \quad (3-10)$$

ただし、 S^{**} はフィンなどによる熱伝達面の拡大率である。これから表面温度と冷却面温度を求めると、

$$\theta_s = \theta_b + \frac{q'_s}{\pi \alpha S^{**} R_1} + \frac{q'_s}{\pi \lambda} \ln\left(\frac{R_1}{R_0}\right) \quad (3-11)$$

$$\theta_w = \theta_b + \frac{q'_s}{\pi \alpha S^{**} R_1} \quad (3-12)$$

(3-11)式の右辺第2項は冷却面での熱伝達に関する項で熱負荷面と冷却面との間隔を大きくすることにより一様に減少する。第3項は反対に一様に大きくなり無限大に達する。したがってこの場合の冷却は、熱伝導率の良い材料を使用して熱負荷面と冷却面を近くするのがよいが、熱負荷面と冷却面との間隔には最適値があり、 θ_s を R_1 で微分して0とおくと、

$$R_1 = \lambda / \alpha S^{**} \quad (3-13)$$

となり、これから θ_s の最低温度は以下のように求められる。

$$\theta_{s-\min} = \theta_b + \frac{q'_s}{\pi \lambda} + \frac{q'_s}{\pi \lambda} \ln\left(\frac{\lambda}{\alpha S^{**} R_0}\right) \quad (3-14)$$

3) 遠隔冷却（点状熱負荷）

熱負荷面と冷却面が離れていて、熱負荷部の面積に対して冷却部の面積が大きな場合であり、アンジュレータ放射光を直接アブゾーバで受けた場合に相当する。

この場合の熱伝導を図3-8に示す半球のモデルを用いて検討する。

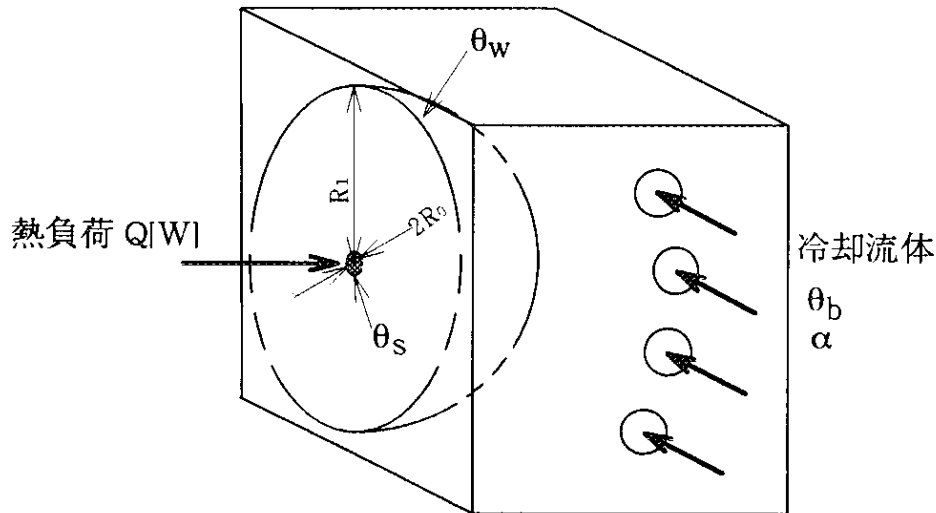


図3-8 遠隔冷却型（点状熱負荷）

全熱負荷量を Q (W)、素子の熱伝導率を λ (W/mK)、熱伝達率を α (W/m²K)、フィンなどによる熱伝達面の拡大率を S^{**} 、熱負荷面の半径を R_0 (m)、冷却面までの半径を R_1 (m)とすると、以下のようなになる。

熱伝導方程式

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\theta}{dr} \right) = 0 \quad (3-15)$$

境界条件

熱負荷面に於いて、

$$Q = -2\pi R_0^2 \lambda \left(\frac{d\theta}{dr} \right)_s \quad (3-16)$$

冷却面に於いては、

$$Q = 2\pi \alpha S^{**} R_1^2 (\theta_w - \theta_b) \quad (3-17)$$

これから表面温度 θ_s と冷却面温度 θ_w を求めると、

$$\theta_s = \theta_b + \frac{Q}{2\pi\alpha S^{**} R_1^2} + \frac{Q}{2\pi\lambda} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right) \quad (3-18)$$

$$\theta_w = \theta_b + \frac{Q}{2\pi\alpha S^{**} R_1^2} \quad (3-19)$$

となり、(3-18)式の右辺第2項は冷却面における熱伝達に関する項で、冷却面が熱負荷面から離れるほど小さくなる。第3項は素子内の熱伝導に関する項で、冷却面と熱負荷面が離れることで大きくなり一定値 $Q/2\pi\lambda R_0$ に漸近する。従って熱負荷面と冷却面との距離を大きくしても熱負荷面温度 θ_s は一定温度を超えることはなく、この場合の冷却限界は熱負荷面の温度が材料の融点となった場合か、真空への影響或いは熱応力等の他の条件から決められる最高使用温度となった場合である。

点状熱負荷における熱負荷面温度にも、素子の物性値と形状により求められる最低温度があり、 R_1 を変数とすると、

$$R_1 = 2\lambda/\alpha S^{**}$$

で表面温度は次式の最低温度をとる。

$$\theta_s = \theta_b + \frac{Q}{2\pi\lambda} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{\alpha S^{**}}{4\lambda} \right) \quad (3-20)$$

また、表面熱流束を q_s (W/m^2) $= Q/2\pi R_0^2$ として(3-18)式を書き換えると、

$$\theta_s = \theta_b + \frac{Q}{2\pi\alpha S^{**} R_1^2} + \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{q_s Q}{2\pi}} \left(1 - \frac{R_0}{R_1} \right) \quad (3-21)$$

となる。この式で R_1 が十分大きな場合には、 θ_s は次のようにかける。

$$\theta_s = \theta_b + \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{q_s Q}{2\pi}} \quad (3-22)$$

従って、点状熱負荷における素子の温度上昇は、全熱負荷が一定であれば熱流束の1/2乗に比例することになり、放射光の光源の発光点からの距離に反比例することになる。

4) 周辺冷却型

入射する放射光の一部分が吸収され大部分は透過するベリリウム窓は、素子の中心付近で吸収による発熱があり、この発熱を熱伝導により周囲の冷却ブロックに伝えて冷却する。この発熱部分では、素子が薄い場合には 図 3-9 の例のように厚さに比例した発熱があり、素子内部の厚さ方向ではほぼ一様な発熱となる。

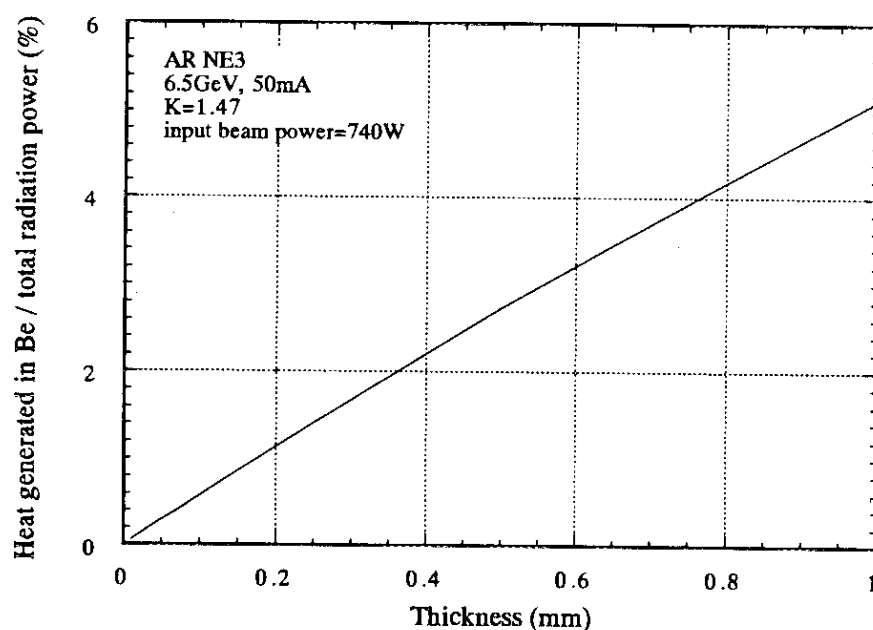


図 3-9 ベリリウム内の放射光による発熱

この素子内部の温度分布を図 3-10 に示す発熱部分と周囲の冷却ブロックとの接続部分を、ともに円形として求めると以下のようなになる。

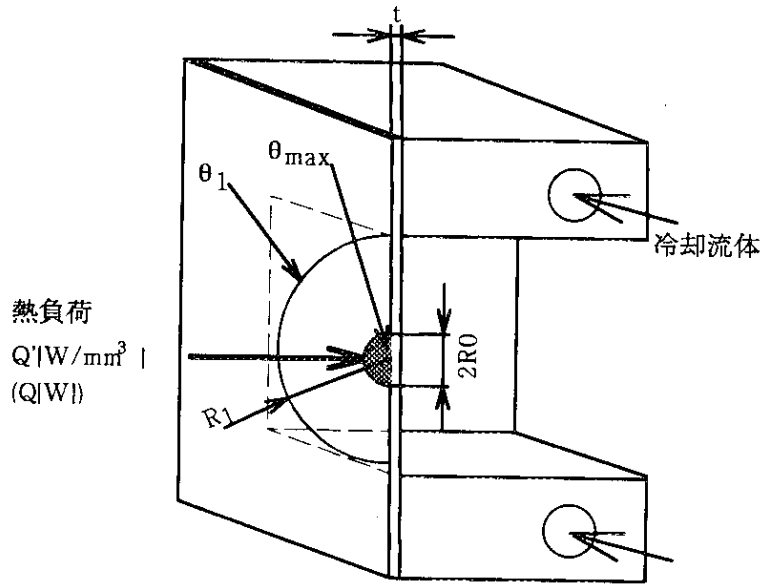


図 3-10 周辺冷却型

発熱部半径が R_0 で一様な内部発熱 Q' (W/m^3) があるとして

$r \leq R_0$ においては、以下のようなになる。

熱伝導方程式

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\theta}{dr} \right) + \frac{Q'}{\lambda} = 0 \quad (3-23)$$

境界条件は中心の $r=0$ において、

$$\frac{d\theta}{dr} = 0 \quad (3-24)$$

発熱部の周囲では冷却ブロックの半径を R_1 として、冷却ブロックとの接続部において素子の温度は θ_1 で一定であるとする、

$R_0 \leq r \leq R_1$ における熱伝導方程式は

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\theta}{dr} \right) = 0 \quad (3-25)$$

境界条件は $r = R_1$ において、

$$\theta = \theta_1 \quad (3-26)$$

また、 $r = R_0$ の二つの領域の境界では温度及其微分係数は一致する。

これらの条件から、素子内部の温度分布は以下のように求められる。

発熱部である $r \leq R_0$ においては、

$$\theta = \theta_1 + \frac{Q'}{4\lambda} (R_0^2 - r^2) + \frac{Q' R_0^2}{2\lambda} \ln\left(\frac{R_1}{R_0}\right) \quad (3-27)$$

となり、最高温度 θ_{\max} は素子の中心 $r=0$ にあり、

$$\theta_{\max} = \theta_1 + \frac{Q'}{4\lambda} R_0^2 + \frac{Q' R_0^2}{2\lambda} \ln\left(\frac{R_1}{R_0}\right) \quad (3-28)$$

となる。さらに、薄膜の厚さを t として内部発熱 Q' を全発熱量 Q で置き換えると $Q = \pi R_0^2 t Q'$ であるから、

$$\theta_{\max} = \theta_1 + \frac{Q}{4\pi\lambda t} + \frac{Q}{2\pi\lambda t} \ln\left(\frac{R_1}{R_0}\right) \quad (3-29)$$

となり、発熱部と冷却ブロックの内径の比 R_1/R_0 が一定であると、単位厚さ当たりの発熱量により最高温度が決まる。つまり、 R_1/R_0 が一定であると光源からの距離を大きく取り熱負荷密度を下げてても最高温度は変わらない事になる。

従って、周辺冷却型で同心円状の熱負荷領域と冷却部との接続部からなるような素子の場合、熱負荷の密度ではなくて全熱負荷量を低く抑える事が最高温度を低く抑える上で効果的である。また、 R_1/R_0 を小さくすることも効果的である。

素子の設計に於いては以上の簡単なモデルにより大略の検討を行い、冷却方法の基本方針を決定する。詳細設計にあたってはこの種の簡略化したモデルでは考慮していない熱負荷の分布、実際の3次元の形状、物性の非線形性、境界条件の非線形性などの影響について有限要素法などの数値計算を使用して確認を行う。

本研究では数値計算法として有限要素法の計算コードである ADINAT²³⁾ と ANSYS²⁴⁾ を用いた。

3. 5 放射光アブゾーバ、固定マスク、XYスリット

放射光アブゾーバ、固定マスク、XYスリットは熱伝導の良い銅で作られ、放射光が直接入射して、そのほとんどのエネルギーは入射表面の近傍で熱に変わる。これらの素子の材料と熱負荷条件は似ているので、放射光アブゾーバを例として検討を行う。他の2つはこの結果を参考にして形状を決めることができる。NE3における熱負荷は、表3-1に示すように蓄積電流が50mAの場合で、光源の発光点から9.5mの放射光アブゾーバの位置では最大熱流束は 302 W/mm^2 、最大熱負荷量は 2500 W になり、直下冷却方式では冷却面のバーンアウトにより冷却は不可能である。そこで、入射角度を小さくして照射面積を増し最大熱流束を下げる。この場合、入射角度を 3° とすると最大熱流速は 15.8 W/mm^2 となるが、その場合においても水冷の直下冷却方式では、冷却面のバーンアウトにより冷却は困難である。さらに入射角度を小さくする事は、素子自体の熱負荷は低下するが素子の寸法が大きくなる事と、素子が放射光に対して反射鏡として働き反射した光が下流のビームライン壁あるいは素子に入射する事になり好ましくない。

そこで、冷却面と放射光の入射面との間隔を離れた遠隔冷却方式で検討を行う。

放射光アブゾーバ位置における放射光ビームの寸法は、水平方向で 5.1 mm 、垂直方向で 0.9 mm である。アブゾーバ表面を垂直軸の回りに回転させて入射角度を 10° とすると、素子表面のビーム寸法は水平方向の長さが 2.9 mm 、垂直方向の幅が 0.9 mm と線状となるので、遠隔冷却型の線状熱負荷で近似して、(3-14)式で表面温度を推定する。熱負荷部の幅に相当する半径 R_0 はビームの幅 0.9 mm を π で割り 0.29 mm として、冷却面の実効の熱伝達率 (αS^*) を $0.01\text{ W/mm}^2\text{K}$ 、素子材料の銅の熱伝導率 λ を 0.4 W/mmK とすると、表面と冷却流体との温度差の最小値 $(\theta_{s-\min}-\theta_b)$ は、単位長さ当たりの熱負荷密度を q_s' W/mm とすると $4.72 q_s'$ となる。従って、最高温度と流体温度の差を 300°C 以下にするためには、 q_s' を 64 W/mm 以下にすれば良い。また、この時の冷却面の半径 R_1 は 24 mm となる。

入射角度が 10° の場合の素子上におけるビーム長さは、ビームの広がり 1σ の

範囲を取ると29mmであるが、放射光ビームの広がりをガウス分布とすると全熱負荷の50%は中心から1.34 σ の範囲に集中している。そこで、この範囲をビームによる熱負荷の長さ方向の寸法と仮定すると、ビームの長さは38.9mmとなり q_s' は64W/mmではば上記の条件を満足する。

一方、出来るだけビームラインをコンパクトにするためには、アブゾーバも小さくすることが必要である。その場合には、冷却面までの距離は短くなり、冷却面での沸騰が問題となる。そこで、 q_s' が64W/mmの場合における冷却面温度を(3-12)式で計算し、冷却水温度を25℃として、素子の冷却面温度がARの冷却水配管系の戻り側圧力である0.4MPaにおける飽和温度143℃以下になるように R_1 を求めると約17mmとなる。この場合の熱負荷面の最高温度は、(3-11)式で求めると約350℃となる。この様にして寸法と形状を決定した放射光アブゾーバの温度分布を有限要素法により計算する。計算モデルを図3-11に示す。

なお、ここでは冷却面の熱伝達率を下記のDittus-Boelterの相関式により計算する。

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (3-30)$$

ただし、

Nu : ヌッセルト数 $\{ = \alpha D_e / \lambda \}$	Re : レイノルズ数 $\{ = u D_e / \nu \}$
Pr : プラントル数 $\{ = \nu \rho C_p / \lambda \}$	α : 熱伝達率 (W/m ² K)
D_e : 相当直径 $\{ = 4 S / L \}$ (m)	S : 流路断面積 (m)
L : 濡れ縁長さ (m)、	u : 流体流速 (m/s)
λ : 流体の熱伝導率 (W/mK)、	ν : 流体の動粘性係数 (m ² /s)
ρ : 流体の密度 (kg/m ³)、	C_p : 流体の比熱 (J/kgK)

最大熱負荷量は2500W、単位長さ当たりの熱負荷密度は64W/mm、表面最大熱流束では52W/mm²、素子表面の熱負荷の分布としてはSPECTRAによるパワー分布の計算結果を入力した。計算結果を図3-12に示す。円柱モデルによる推定値とは多少異なるが、これはモデルでは考慮していない細部の形状と、放射光のパワー分布及び材料の熱伝導率の温度依存性の影響を含めて計算したことによる。

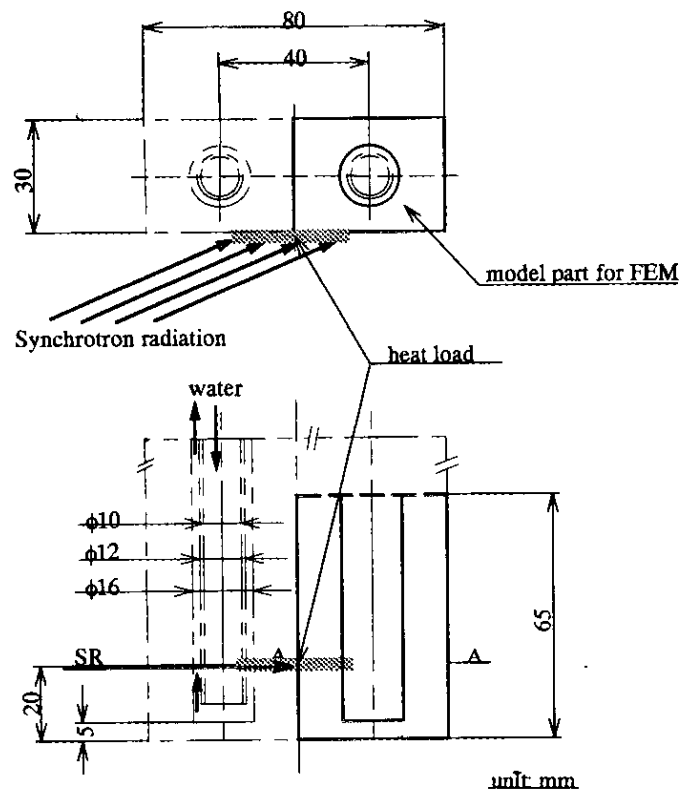
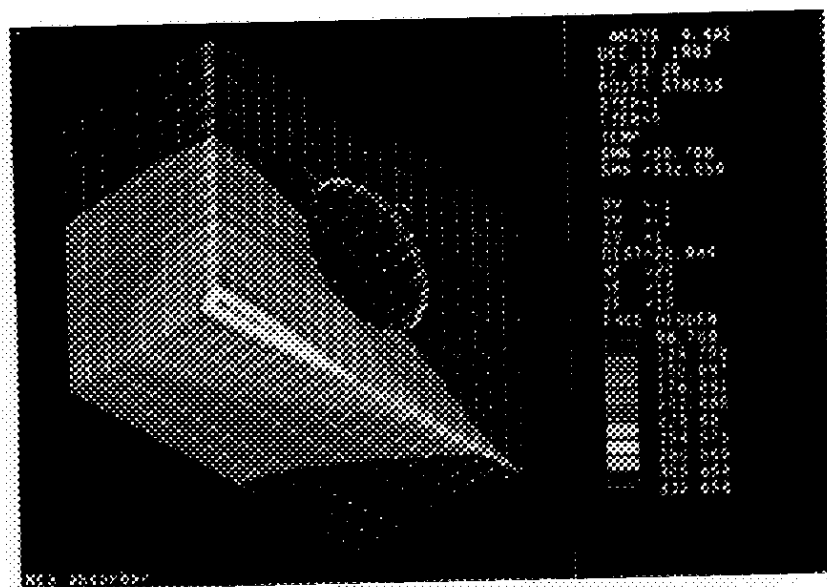


図 3-1-1 放射光アブゾーバの有限要素法計算モデル



unit: °C
total heat load= 2500W
 $\alpha= 0.01\text{W}/\text{mm}^2\text{K}$
water temperature = 30°C
SR incidence angle = 10°

図 3-1-2 放射光アブゾーバ内温度分布の有限要素法による計算結果
(図 3-1-1 のモデルの熱負荷位置で切断して示した)

また、できるだけ素子を小さくする場合、あるいは、放射光のパワーが大きな場合には、非沸騰の熱伝達率に比べて大きな熱伝達率の得られる、沸騰熱伝達を利用することも考えられる。この場合の限界は、熱応力が破壊応力を越えるか素子が融点を越えた場合、真空等への影響の有無から決められる最高温度に達した場合或いは、冷却面の熱流束がバーンアウト熱流束となる場合である。この、バーンアウト熱流束の相関式の一例を以下に示す^{26,27,28,29)}。他の相関式については伝熱工学資料^{22,25)}等にまとめられている。

$$\Phi_{bo} = \Phi_{pool} + \Phi_{conv} \quad (3-31)$$

$$\Phi_{pool} = 0.18 L \rho_v (\sigma g \Delta \rho / \rho_v^2)^{0.25} [1 + (\rho_l / \rho_v)^{0.75} \{C_p \Delta t_{sub} / (9.8L)\}]$$

$$\Phi_{conv} = \frac{(\lambda_b / D_e)(f/8) Re_b Pr_b (\mu_b / \mu_s)^{0.11} \{1 + (D_e / H_L)^{2/3} / 3\}}{(1 + 3.4f) + (11.7 + 1.8 / Pr_b^{1/3})(f/8)^{1/2} (Pr_b^{2/3} - 1)} (T_w - T_b)$$

$$f = 1 / \{1.82 \log(Re_b) - 1.64\}^2$$

$$T_w - T_s = 84.96 - 0.1313 T_s \quad (3-32)$$

Φ_{bo} : バーンアウト熱流束 (W/m ²)	L : 蒸発潜熱 (J/kg)
$\Delta \rho$: $\rho_l - \rho_v$	ρ_l : 液体の密度 (kg/m ³)
ρ_l : 蒸気の密度 (kg/m ³)	σ : 表面張力 (N/m)
C_p : 定圧比熱 (J/kgK)	Δt_{sub} : サブクール温度 (K)
λ : 液体の熱伝導率 (W/mK)	D_e : 相当直径 (m)
Re : レイノルズ数	Pr : 液体のプラントル数
μ : 粘性係数 (Pa·s)	H_L : 加熱長さ (m)
$T_w - T_s$: 壁面過熱度 (K)	T_w : 壁面温度 (K)
T_s : 飽和温度 (K)	T_b : 液体温度 (K)

また、図3-13、3-14には固定マスクの計算モデルと有限要素法による計算結果を、図3-15、3-16にはXYスリットの計算モデルと有限要素法による計算結果を示す³⁰⁾、これらの計算における熱負荷条件はアンジュレータのKパラメータが1.47で、蓄積電流値が150mAの場合を想定した。

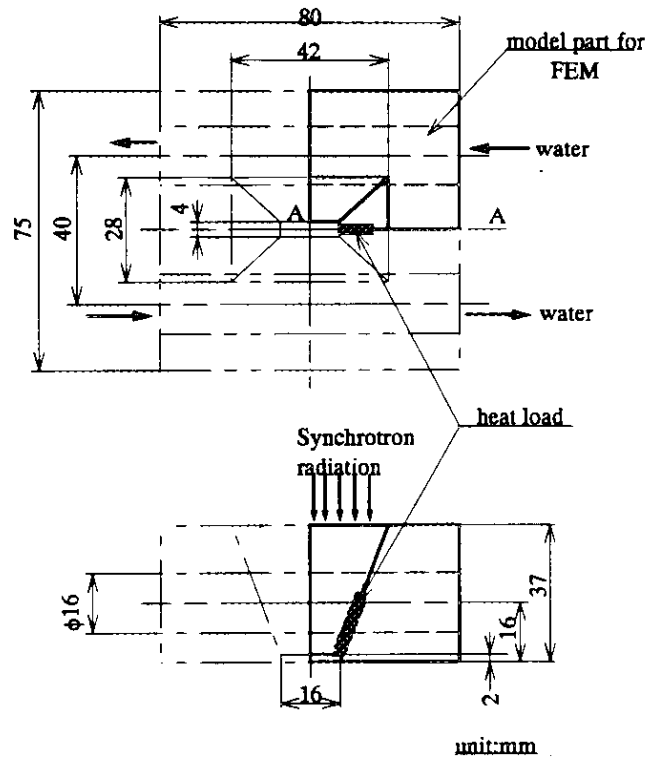


図 3-13 固定マスクの有限要素法計算モデル

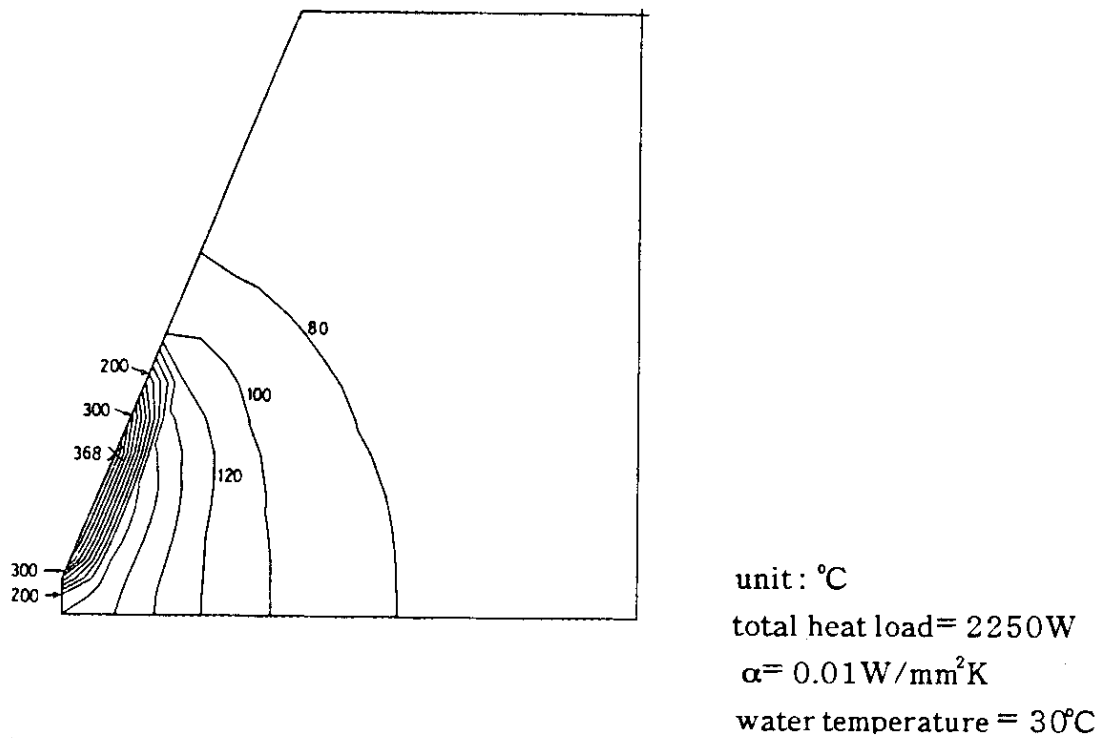


図 3-14 固定マスク内温度分布の有限要素法による計算結果
(図 3-13 の計算モデルの A A 断面の温度分布を示す)

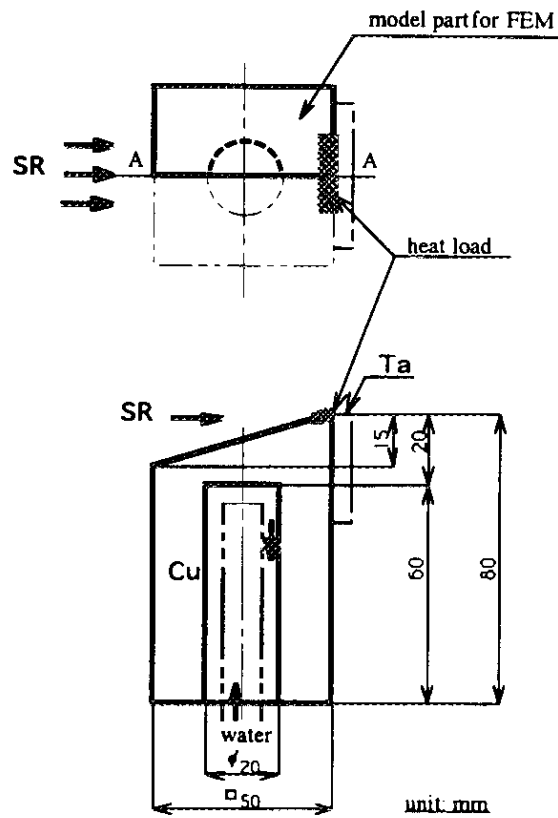
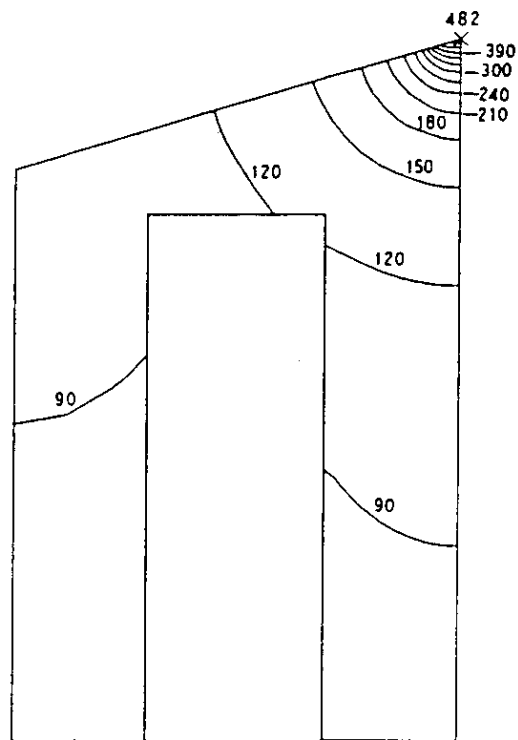


図3-15 XYスリットの有限要素法計算モデル



unit: °C

total heat load = 2250W

$\alpha = 0.0045 \text{ W/mm}^2\text{K}$

water temperature = 30°C

図3-16 XYスリット内温度分布の有限要素法による計算結果
(図3-15の計算モデルのA A断面の温度分布を示す)

3. 6 ベリリウム窓

ベリリウム窓の寸法、形状を図3-17に示す。

ベリリウム窓はベリリウムの薄膜の外周で、水冷された銅のブロックにロウ付けされている。放射光による熱は、ベリリウム薄膜の面の中心部に負荷され、薄膜表面に沿って中心部から外周の銅のブロックに向かって伝わり水冷される。NE3のベリリウム窓における発熱量は、蓄積電流が50mAでK値が2.7の場合に38Wであり、それほど大きなものではないが、ベリリウムは0.2mmと薄いためその中を熱が伝わる場合に熱流束が大きくなり、外周と中心部との温度差が大きくなる。

NE3のベリリウム窓における放射光ビームの大きさは、ビームの分布の 1σ をとってみると水平方向で1.1mm、垂直方向で1.5mmほどであり、水平と垂直の比は7:1とかなり横長であり、周辺冷却型モデルの図3-10の円板モデルとは形状が異なるが、およその見当をつけるためにこのモデルを用いる。熱の負荷される領域を、熱負荷密度が最大熱負荷密度で一定で、全熱負荷量が放射光による熱負荷に一致する半径 R_0 の円板状とすると、蓄積電流が50mA、 $K=2.7$ の場合では全熱負荷量が38W、最大熱負荷密度は 1.3 W/mm^2 であるので熱負荷部の半径 R_0 は3.05mmとなる。

以下の計算では、この R_0 を3mmとして現在の最大蓄積電流値である40mAにおける熱負荷に相当する、全熱負荷量30Wの場合について計算する。このときのベリリウム窓の中心と外周との温度差は(3-28)式により、ベリリウム窓の外周までの距離を R_1 、厚さを0.2mmとすると、以下のようになる。

$$\theta_{\max} - \theta_1 = (30 / 4 \pi \lambda t) \{ 1 + 2 \ell n (R_1 / R_0) \} \quad (^\circ\text{C})$$

ここで、ベリリウムの熱伝導率を 0.2 W/mmK とした(表3-3)。

図3-17に示すように、ベリリウム窓の開口は垂直方向が20mm、水平方向が30mmである。そこで、 R_1 を垂直方向の開口寸法の $1/2$ の10mmとして $\theta_{\max} - \theta_1$ 計算すると 203°C となる。これから、ベリリウム窓外周における温度を 30°C とすると θ_{\max} は 233°C と求められる。

表 3-3 計算に用いた材料の物性値

Materials	Temperature (K)	Thermal conductivity (W/mK)	Thermal expansion (1/K)	Melting point (K)	Emissivity (-)
Copper	300	398	16.6E-6	1357.6	
	600	383	18.9E-6		
	800	371	20.3E-6		
	1000	357	22.4E-6		
	1200	342	24.9E-6		
Beryllium	300	200	11.6E-6	1550	0.4 - 0.8
	400	161	13.6E-6		
	800	107	19.1E-6		
Graphite(1)	294	139	294-1368K	3923 (sublimation)	0.84
	1368	5.2 (through thickness) 44 2.9 (through thickness)	-0.4E-6 27.0E-6 (through thickness)		
Aluminum	300	237	23.2E-6	933.5	
	600	232	28.4E-6		
	800	220	34.0E-6		
Silicon	300	148	2.6E-6	1685	
	600	61.9	3.7E-6		
	800	42.2	4.1E-6		

伝熱工学資料改訂第4版（日本機械学会1986）

(1) : カタログデータ、Union Carbide Corporation社製GRAFOIL

有限要素法の計算では、図3-17に示すようにベリリウム窓内部とともに銅のブロック内の温度分布も計算するモデルを用いた。材料の熱伝導率は表3-3に示す温度依存性を考慮して計算を行った。冷却面における熱伝達率は(3-30)式において、冷却水温度を30℃、流速を1m/s、流路の内径を10mmとして計算して0.005W/mm²Kとした(Re=12,000)。有限要素法による計算結果を図3-18に示す。最高温度は約200℃であり、(3-28)式による計算値より約30℃低くなっている。簡易モデルによる計算温度が有限要素法による計算結果と比較して高くなっているのは、モデル計算においては熱負荷部を円板としたために、この発熱部における温度上昇が大きくなったことによる。

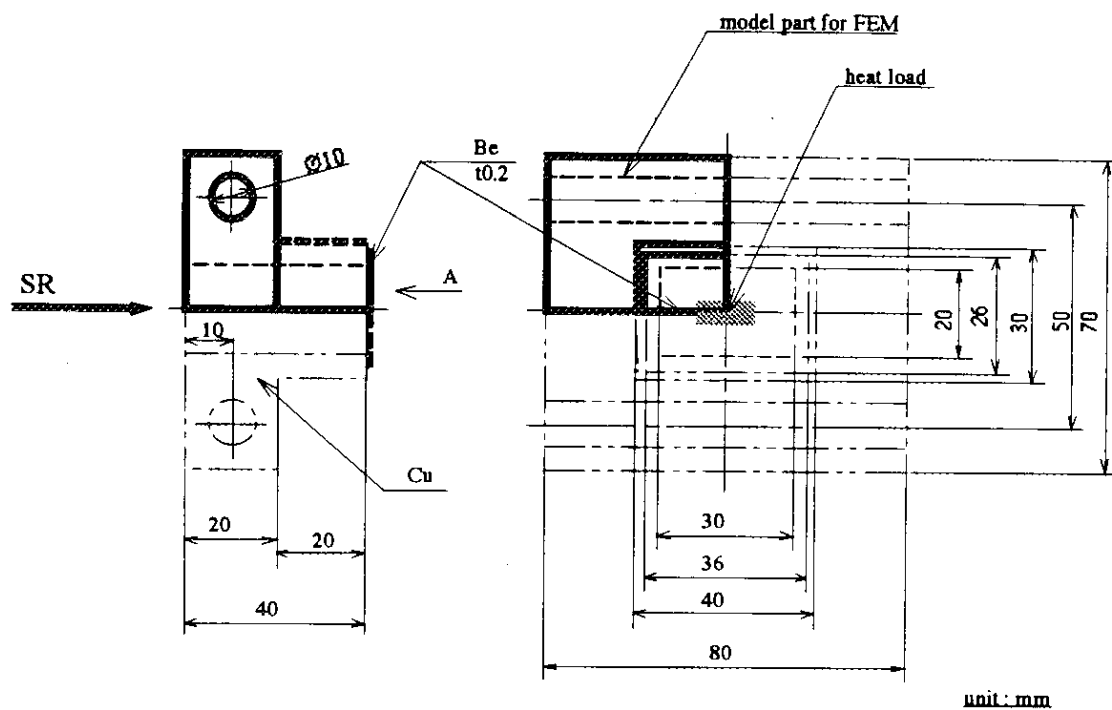


図 3-17 ベリリウム窓の有限要素法計算モデル

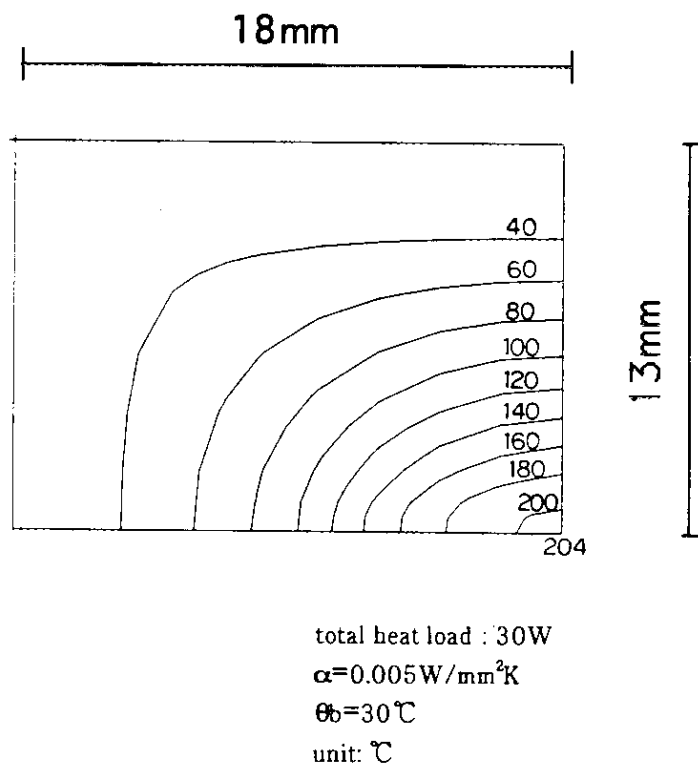
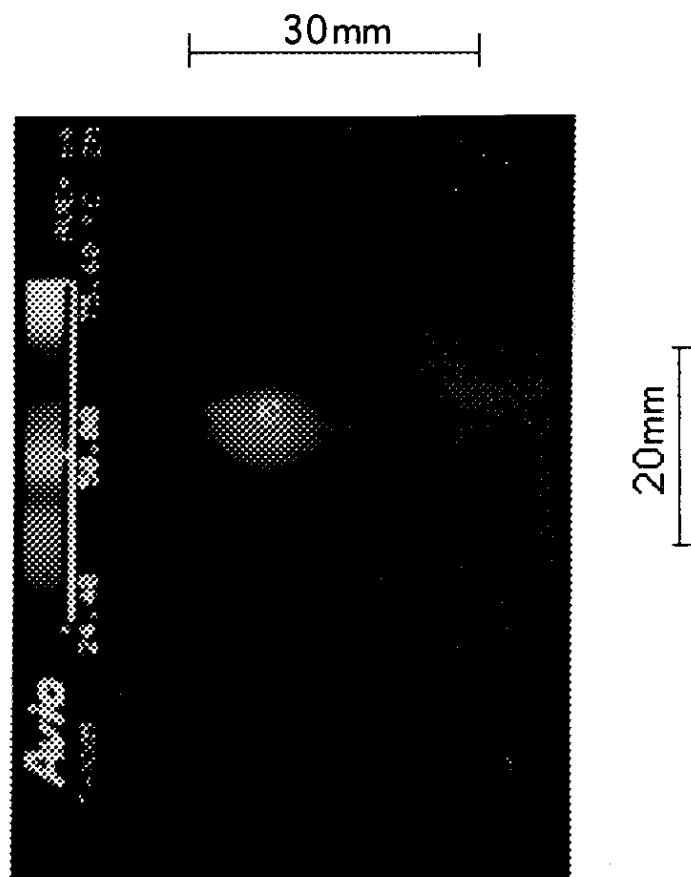


図 3-18 ベリリウム窓の温度分布の有限要素法による計算結果、ベリリウム表面温度分布（計算モデルは図 3-17）

図3-19はビームラインに設置されたベリリウム窓の赤外線温度計による写真であり、最高温度は約70℃である。この場合のKパラメータと電流値をもとにした放射光の吸収計算による熱負荷量は19Wであるが、4.1章の吸収熱量の実際の測定結果から解るように、ベリリウム窓の上流にある開口の小さな素子である固定マスク或いはグラファイトアブゾーバにより、放射光の分布の裾の部分が遮られて吸収熱量が少なくなり、ほぼ50%に減少していると考えられる。そこで、発熱量は吸収計算の50%の9.5Wであるとして計算すると、ベリリウム窓外周の温度が25℃の場合89℃となり測定値と比較して高めであるがほぼ近い値となる。この誤差の原因として、温度測定においては0.7としたベリリウムの輻射率の誤差とベリリウム観測用のサファイア窓での赤外線の吸収による誤差が、計算ではモデル化による誤差が考えられる。



6.5GeV, 25mA, $K=2.7$, calculated heat load = 9.5W

図3-19 放射光の照射を受けたベリリウム窓の表面温度分布
(赤外線温度計による)

3. 7 グラファイトアブゾーバ

グラファイトアブゾーバでは、ベリリウム窓と同様に高いエネルギーの光子は透過し、形状的にも周辺から冷却するように作られているが、ベリリウム窓とは異なり水冷された銅のブロックへの直接溶接あるいはロウ付けを行う事は困難であり、グラファイト表面からの放射伝熱による放熱の寄与が大きいものと考えられる。

そこで、グラファイトアブゾーバの面内方向の熱伝導を無視して、内部の発熱は表面からの熱放射により放散すると仮定する。この場合発熱部周辺からの放射と熱伝導による冷却を無視することになり、実際より高温度に計算されることになるが、アブゾーバ内部の温度は以下のように求めることが出来る。厚さ 2ℓ アブゾーバ内部に一樣で大きさ Q' (W/m^3) の内部発熱があり、周囲の温度を $\theta_b(\text{K})$ として表面温度 $\theta_s(\text{K})$ と厚み方向の中心部温度 $\theta_m(\text{K})$ とすると、素子が周囲の低温度の面に完全に囲まれていて、その面が素子に対して十分に大きな場合は、

$$\theta_s^4 = \theta_b^4 + Q' \ell / \sigma \epsilon \quad (3-33)$$

$$\theta_m = \theta_s + Q' \ell^2 / 2 \lambda \quad (3-34)$$

ただし、

σ : ステファン・ボルツマン定数 ($5.67 \times 10^{-8} \text{W}/\text{m}^2\text{K}^4$)

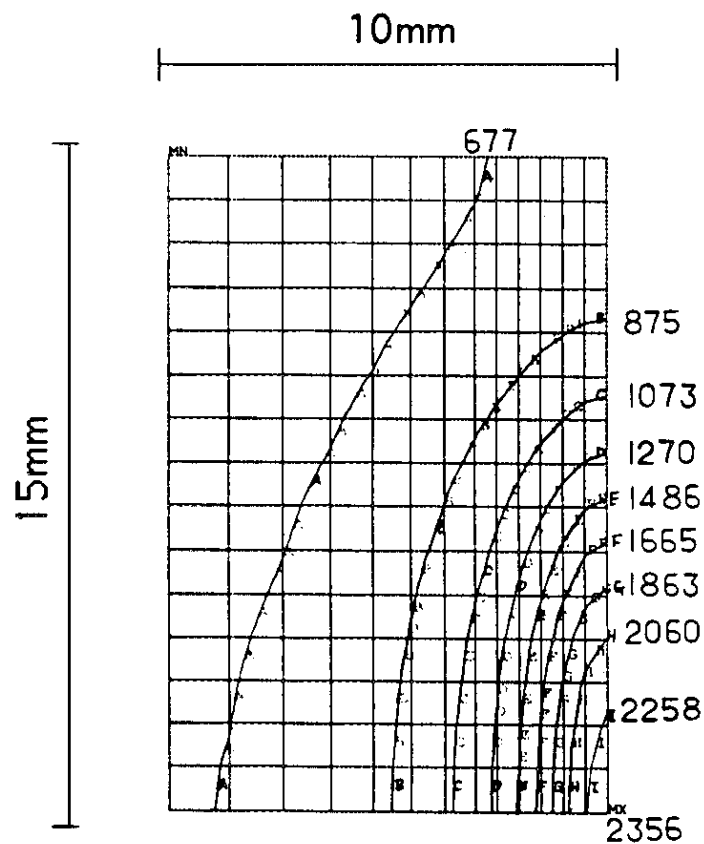
ϵ : 放射率

グラファイトの熱負荷を、表3-1に示すように蓄積電流が 50mA でKパラメータが2.7 の場合の、内部発熱量 $Q' = 5.9 \text{W}/\text{mm}^3$ として、グラファイトの放射率を $\epsilon = 0.84$ 、形態係数を $F = 1$ 、周囲温度を $\theta_b = 25^\circ\text{C}$ とするとグラファイト表面温度 θ_s は 2805 K (2532°C) となる、また中心と表面との温度差 $\theta_m - \theta_s$ は λ を $0.0029 \text{W}/\text{mmK}$ (表3-3) とすると 25°C でありほとんど温度差はない。

グラファイトの昇華温度は 3650°C であり、Pyrolytic Graphiteでは 2760°C であっても常温における破断強度が維持されていること³¹⁾、また、グラファイトには

機械的な負荷はかからないことから使用に耐えると考えられる。

有限要素法により、発熱分布、グラファイト内部における熱伝導及びグラファイトの熱伝導率の異方性を考慮した計算を行った結果を図3-20に示す。この場合も、放熱は輻射だけを考慮しているが、面内の熱伝導により(3-33)式で求められる最高温度よりは低くなっている。実際の素子では周囲の銅ブロックへの熱伝導の寄与が期待できるので、最高温度はさらに低くなる。



$\theta_b = 298.2K$

emissivity = 0.84

shape factor = 1.0

graphite size: W10mm x H15mm

unit: K

6.5GeV, 50mA

$K = 2.7$

heat load = 165W (59W/mm³)

図3-20 グラファイトアノード温度分布の有限要素法による計算結果
(1/4モデル)

3. 8 分光器第一結晶

X線放射光ビームラインで使用される分光結晶の種類は、P Fに於いてはS i、G e、I n S b、Quartz、Pyrolytic Graphite等があり³²⁾、完全結晶としては、結晶の完全性、入手の容易さ、加工の精度等からシリコン結晶が最も多く使用されている。これらの結晶の冷却方法は、熱負荷の大小により異なっている。偏向電磁石を光源とするビームラインに於いては、水冷された銅ブロックに接触させる間接冷却が行われる事が多い。これに対して、マルチポールウィグラーを光源とするB L 1 6では、偏向電磁石からの放射の1 0 0倍以上の8 k Wを超える全放射パワーと、最大パワー密度で5.2 k W/mrad²の放射光を受けて結晶の温度が上昇し、結晶は熱変形を起こし、この変形が分光したX線に影響を与える。そこでこの大きな熱負荷による温度上昇を防ぐために、間接冷却ではなく、結晶の回折面の裏側に冷却水の流路を設け直接水冷を行っている^{33,34)}。A Rあるいは次世代大型放射光施設の挿入光源のビームラインにおける分光器は、2章で述べたようにさらに厳しい熱負荷条件となり、これら施設の特長である高輝度光源を十分に生かすためには、光源からの大きな放射パワーを受けても分光したX線の質が低下しない、分光器第一結晶の冷却方法を確立することが必要である。

3. 8. 1 冷却方法の検討

A RビームラインN E 3の光源であるアンジュレータからの放射光は角度発散が小さく、パワー分布の1 σ をとると水平方向が0.2 8 mrad、垂直方向が0.0 4 7 mradである。分光結晶表面における放射光ビームの広がり、発光点から2 0.5 m離れた分光器第一結晶位置において、光軸に垂直な断面内で水平方向が1 1.1 mm、垂直方向で1.9 mmにすぎない。しかし、通常の分光結晶は分光するフォトンの波長 λ_0 (m)と分光結晶格子面間隔d(m)から以下の式で決まる、ブラッグ角 θ_B だけ放射光の光軸に対して傾けて設置されるので、結晶面上のビーム寸法は $1/\sin(\theta_B)$ だけ大きくなる。

分光をシリコンの (111) 面で行うと、入射角度はフォトンのエネルギーが 5 keV では次式から 23.3° であり、

$$2d \sin(\theta_B) = \lambda_p \quad (3-35)$$

結晶面上の照射寸法は水平方向が 11.1 mm で光軸方向は 4.8 mm である。また、14.4 keV (入射角度 7.9°) では 11.1 mm x 13.8 mm、30 keV (入射角度は 3.78°) では 11.1 mm x 28.8 mm となり、結晶表面上の放射光ビームの広がり は光軸に垂直な面内での寸法に対して数倍から十倍以上となる。

これに対して結晶の寸法は、放射光ビームの角度分布の裾の部分の広がり と光軸の変動を考慮して大きめに作られ、その反射面はビーム照射面積の数倍程度である。この様な形状の結晶を反射面の直下から冷却することを考えると、熱は表面から冷却面に向かって伝わり、結晶面内方向にはほとんど広がらない一次元的な伝導となる。この場合の冷却ではおよそ結晶表面温度 θ_s は、冷却流体の温度 θ_b に対して 3.3 章の (3-6) 式で計算することができる。

$$\theta_s = \theta_b + q / \alpha S^* + q L / \lambda \quad (3-6)$$

ここで、 q は結晶内熱流束 (W/m^2)、 α は冷却面の熱伝達率 (W/m^2K)、 S^* は冷却面積の拡大率であり、 λ は結晶の熱伝導率 (W/mK)、 L は結晶表面と冷却面との距離 (m) である。右辺第 2 項は結晶の表面と冷却面との温度差であり、第 3 項は冷却面と冷却流体との温度差で、結晶表面は冷却流体温度に対してこれらが加算された温度となる。したがって、結晶表面温度を下げる方法としては熱流束を下げる、熱伝達率或いは冷却面積の拡大率を大きくすること、熱伝導率を大きくする、あるいは結晶と冷却面との距離を短くすることが有効である。

熱流束を下げることは、結晶内の温度差と冷却面の温度差を共に小さくする効果があり、効果的であるが、結晶格子面に対する放射光の入射角度はブラッグ条件から波長によって決まり自由に変えることはできない。非対称の分光結晶では、結晶表面と格子面にはある角度が付けてある。このような場合は、結晶表面と放射光のなす角度はブラッグ角より小さな角度にすることも出来る。しかし、このときの反射はいわゆる非対称反射になり、分光器の取り込み角が大きくなりエネルギー分解能が悪くなる可能性がある。また、側面を斜めに切った結晶を2枚使用して分光器とし、斜めに切った側面に放射光を入射することで照射面積を大きくする方法が提案されている³⁵⁾。このような特殊な結晶のカッティングを用いると表面に負荷される熱流束を下げる事ができるが、そのカッティングにより反射面以外の晶帯軸も放射光にさらされ、エネルギーによっては同時反射がおきるおそれがある。

次に、有効な熱伝達面を大きくとる方法としては、冷却面に様々な形状のフィンを付けることで、熱伝達に寄与する表面積を大きくする方法がある。B L 1 6^{33,34)}の分光結晶裏面に切られたフィンはこの拡大伝熱面の応用例である。

熱伝達率を大きくする方法としては、流体の流速を増す、熱伝導率の大きな流体を使用する、伝熱面を粗面にしたり球、半球、角柱或いはメッシュなどの突起を付けて冷却面での境界層の発達を妨げる、さらには、冷却流路内にねじれ板を入れて流体に旋回流を与えるスワール流等様々な方法がある。流れが乱流の場合には、流速を増すことにより熱伝達率は流速のほぼ0.8乗に比例して増加するので、流速を上げることで熱伝達率を大きくすることができる。

また、熱伝達率は流体の熱伝導率に比例するので、同じヌッセルト数であっても熱伝導率の大きな流体を使用すると、大きな熱伝達率が得られる。液体金属であるガリウムの熱伝導率は50℃で33W/mKであり、水の25℃における0.61W/mKと比べて一桁以上大きく、それだけ熱伝達率も大きくなる。図3-21には、水と液体窒素及び液体ガリウムを冷却流体とした場合の熱伝達率を、流速をパラメータとして示した。

強制対流の熱伝達相関式としては、水と液体窒素に対しては（3-30）の Dittus-Boelterの相関式と、レイノルズ数の広い範囲で精度の良いPetukovの相関式を Gnielinskiが修正した（3-36）式³⁶⁾で計算し、液体ガリウムについては冷却面の 熱流束が一定の場合の相関式であるSubbotinによる（3-37）式³⁷⁾と、冷却面の温度 が一定の場合のSleicher-Tribusの（3-38）式³⁸⁾で計算した。

$$Nu = \frac{(f/2)(Re-1000)Pr}{1+12.7\sqrt{f/2}(Pr^{2/3}-1)} \quad (3-36)$$

$$f = (3.64 \log_{10} Re - 3.28)^{-2}$$

$$Nu_d = 5 + 0.025 Pe_d^{0.8} \quad (3-37)$$

$$Nu_d = 4.8 + 0.015 Pe_d^{0.91} Pr^{0.3} \quad (3-38)$$

ただし、

Pe_d : ペクレ数 $\{ RePr \}$

Re : レイノルズ数

Pr : プラントル数

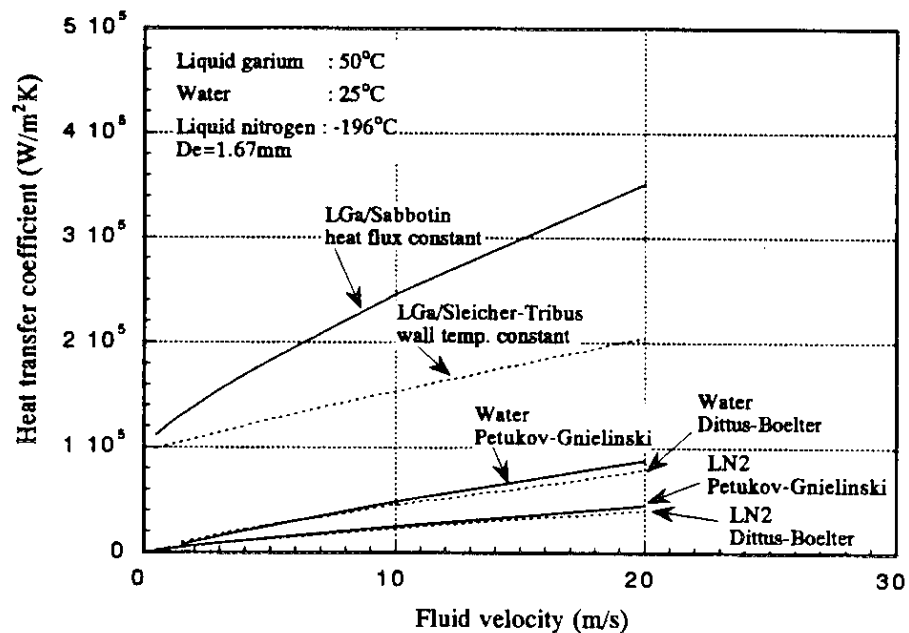


図3-21 冷却流体の流速と熱伝導率

図3-21では流速を20 m/sまで示したが、あくまでも比較のためであり、流体の特性により適切な流速の範囲は異なっている。液体ガリウムは配管の腐食を考慮する必要があり、密度も30℃で6.0 g/cm³と大きくそれだけ供給するための動力も大きい。流速を10 m/sにも上げることは適切ではなく、比較的小さな流速で使用するに適している。したがって、単純に同じ流速での比較は出来ないが、計算上液体ガリウムでは水の数倍の熱伝達率が得られ、液体窒素は水の約1/2の熱伝達率となる。

伝熱面に突起を設けたり、冷却面を滑らかな面ではなく粗面とすると、境界層の発達が妨げられこの場合も熱伝達率が大きくなる。スワール流では、流路内にねじり板を挿入することで流体に回転運動が生じ熱伝達が促進される。

分光結晶として熱伝導率の大きな材料を使用することは、分光結晶として適している結晶は種類が限られることから簡単ではないが、分光結晶としてよく使われるシリコンやゲルマニウムは熱伝導率の良い結晶である。また、熱伝導率の最も良い素材としてはダイヤモンドがあるが、シリコン結晶と同等な寸法のダイヤモンドの結晶を入手することは不可能である。一方、熱伝導率は温度の関数であり、シリコン、ゲルマニウム、ダイヤモンド等は低温になると熱伝導率が大きくなる。図3-22に示すように液体窒素温度の77 Kではシリコンが常温の場合の10倍、ダイヤモンドでは7倍の熱伝導率になる^{39,40)}。この特性を利用して、シリコンを低温冷却し分光器第一結晶として用いることが提案されている⁴¹⁾。また、同図中に示したように熱膨張係数は低温度で小さくなり、熱変形を抑える意味で相乗効果が期待できる。

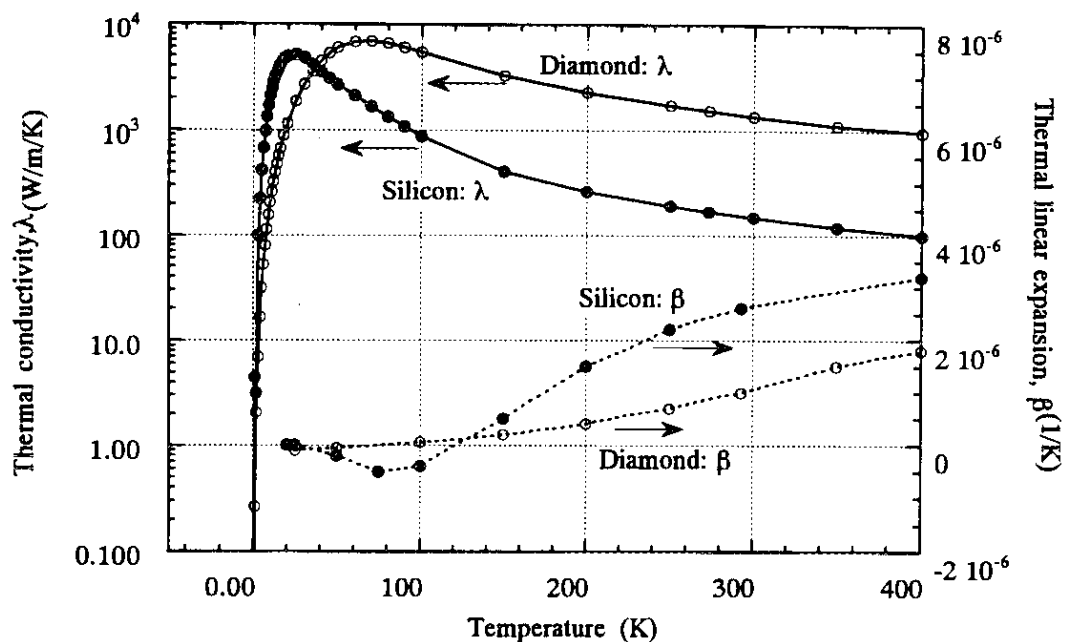


図3-2-2 シリコン及びダイヤモンドの熱伝導率と線膨張率の温度変化

A RのビームラインNE 3に設置された分光器は、分光するフォトンエネルギー範囲が5 keVから30 keVで、機構的にはB L 1 6⁽¹²⁾に設置されている定出射位置式の2結晶分光器と同じ方式であり、第二結晶を移動する方式としている。第一結晶のステージは150 mm角の矩形であり、この上に第一結晶を取り付けたホルダーを固定する。第一結晶と第二結晶の垂直距離は25 mmとなっている。ステージ上の第一結晶は冷却を行い、しかもステージと共に回転させるためコンパクトに作る必要がある。この様な制約と、使用上の容易さ、装置全体の信頼性及び維持の容易さを考えて水冷却とした場合の検討を行った。その結果蓄積電流は最大30 mAで運転されていること、最初の実験は⁵⁷Feのメスbauer実験であり結晶への放射光の入射角度は7.9°と比較的小さく、有限要素法によるシリコン結晶の温度分布計算によれば、図3-2-5に示すように結晶の最高温度と冷却水温度の差が約33°Cであり、それほど高温ではないことが確認できたので水冷方式を採用することとした。

分光にはシリコン結晶の(111)面を使用する。結晶の反射面は長さが50 mm、

幅が40 mmであり、これを裏側から直接冷却を行い、冷却方法の区分では直下型の冷却になる。シリコン結晶は材料としてはもろいため、複雑な加工を行うことは容易ではない。そこで、冷却効果を上げる方法として、形状としてはPFのBL16^{33,34)}と同様なものとして、加工が可能な限りピッチを小さくしたフィンを立てて熱伝達面積を大きくとり、流速を大きくすることにした。

3. 8. 2 直接水冷結晶

NE3の分光器第一結晶を図3-23に示す。流路は幅0.8 mmで高さが5 mm、フィン部の厚さは1.2 mmである。この結晶の表面温度は(3-6)式で計算することが出来る。

熱伝達率 α は(3-30)式のDittus-Boelterの相関式により計算する。冷却水の流路は円形ではなく縦横比が6.25の矩形であるため、熱伝達率の計算における代表長さには流路の相当直径 D_e を用いる。

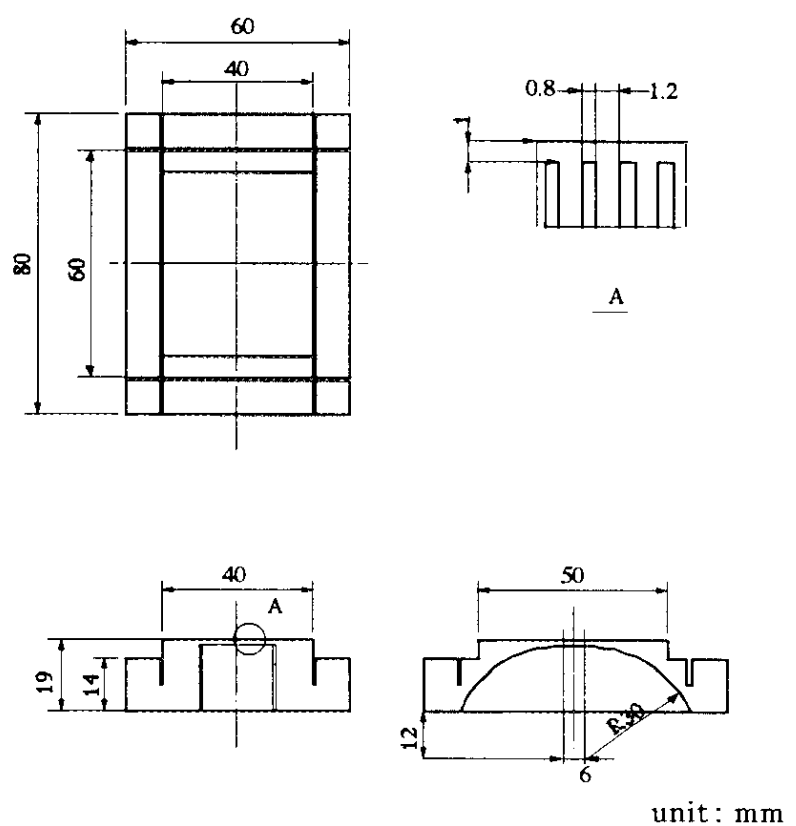


図3-23 AR NE3分光器第一結晶 Type-A

この結晶の冷却流路の相当直径 D_e は1.38mmであり、冷却水温度を25℃とすると流速が4 m/sの場合で熱伝達率は22,000 W/m²K（レイノルズ数は6140）である。

フィンによる冷却面の面積の増加は以下のように計算する⁴³⁾。

$$\phi = \tanh(u_b) / u_b \quad (3-39)$$

$$u_b = W(\alpha / \lambda y_b)^{0.5} \quad (3-40)$$

ただし、

ϕ ：フィンからの実際の放熱量とフィン全体が根元の温度に一定であると仮定した時の放熱量との比

α ：フィン表面の熱伝達率 (W/m²K)

λ ：フィンの熱伝導率 (W/mK)

y_b ：フィンの厚さの1/2 (m)

W ：フィンの高さ (m)

ここで便宜的に、フィンを付けたことによる放熱量の増加を、熱伝達面積が大きくなるとしてその割合 S^* を計算する。フィンの表面と結晶裏面の熱伝達率は一樣であるとして、冷却流路の幅を $2y_c$ とすると、フィンの効果を含めた実効的な冷却面の面積と、冷却面が熱負荷面に平行な平面である場合の面積との比 S^* は、以下の様に計算できる。

$$S^* = (W\phi + y_c) / (y_b + y_c) \quad (3-41)$$

シリコンの熱伝導率を300Kにおける148 W/mKとすると、 αS^* は

52,400 W/m²Kとなりフィンの無い場合の約2.5倍になる。これから、アンジュレータのKパラメータが1.47で結晶への入射角度が7.9°（分光フォトンエネルギーは14.4 keV）の場合の、結晶の表面と冷却面との温度差を下記の(3-6)式で計算すると、

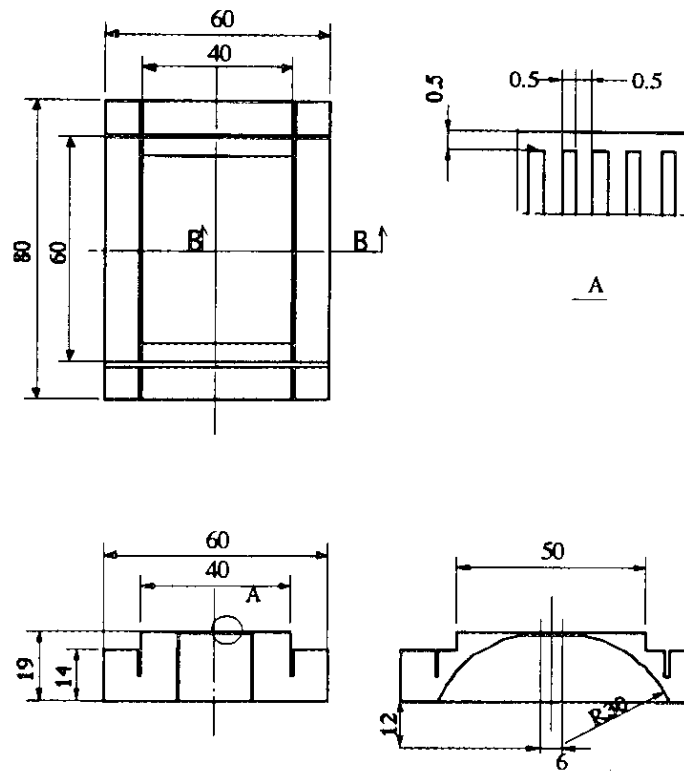
$$\theta_s - \theta_b = +q / \alpha S^* + q L / \lambda$$

53°Cと求められる。ただし、このときの最大熱負荷密度は2.06 W/mm²であり、結晶表面の厚さは1 mmである。

また(3-6)式からは結晶面が薄いほど結晶面の最高温度が下がることになる。そこで、図3-23の結晶と共に、図3-24に示す表面厚さが0.5 mmの結晶を制作した。この結晶のフィンと流路の幅はそれぞれ0.5 mmであり、流路の高さは5 mmである。流速を同じ4 m/sとすると、熱伝達率 α は24,400 W/m²K(レイノルズ数は4040)であり、 αS^* は72,200 W/m²Kとなる。この場合の表面温度と冷却面との温度差は36°Cとなり、図3-23の結晶に対して温度差は17°C小さく冷却効果がよくなっている。

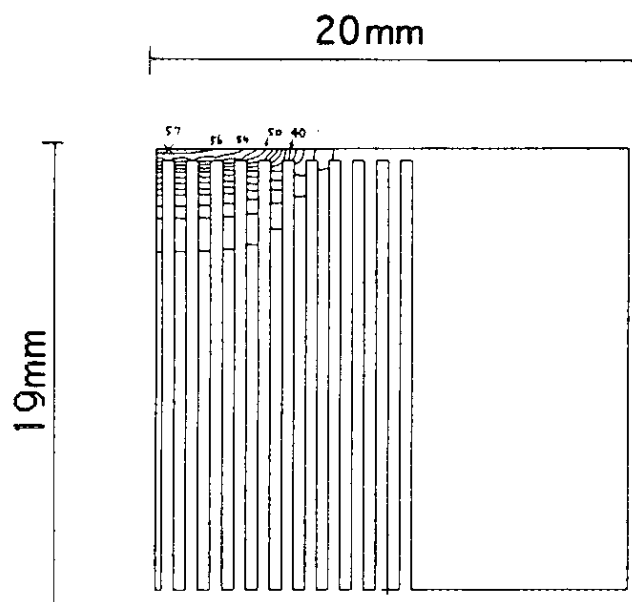
ただし、実際の結晶の熱負荷は、放射光のパワーの分布に対応した結晶表面上での分布があること、放射光がシリコンに吸収されて熱に変わるのは、表面ではなく表面から数百 μ mの深さまでに連続的に分布していること、シリコンの熱伝導率は温度の関数であること、結晶の形状は3次元的であり結晶表面と冷却面との距離は一様では無い、冷却流路も直管ではなく同心円をなしているなど複雑である。そこで、Type-Bの結晶について有限要素法による数値計算を行った。計算結果を結晶表面の温度について等温度線図で表したものを図3-25に示す。全熱負荷量は、蓄積電流値が25 mAの場合において、グラファイトのアブゾーバとベリリウム窓における放射光の吸収を差し引いた335 Wであり、この場合の最大熱負荷密度は放射光の入射角度が7.6°であり1.7 W/mm²となる。冷却水の温度は30°C、熱伝達率は20,000 W/m²Kである。

また、図3-26では入射角度をパラメータとして計算した結晶表面温度を、結晶への入射パワーに相当するリングの蓄積電流を横軸にとって示した。



unit: mm

図 3・2 4 AR NE 3 分光器第一結晶 Type-B



unit: °C

6.5GeV, 25mA

K=1.47

heat load =335W

peak heat flux=1.7W/mm²

incidence angle =7.6°

$\alpha=0.02\text{W/mm}^2\text{K}$

図 3・2 5 分光器第一結晶Type-Bの温度分布の有限要素法による計算結果
(図 3・2 4 B-B断面)

分光器に設置する結晶の最高温度を出来るだけ下げることが目標とすると、さらに冷却水の流速を大きくして、熱伝達率を大きくすることが効果的であり、結晶表面の厚さも極力薄くすると効果がある。しかし、流速を大きくすると流路での圧力損失が増し、流体を供給するためには大きな圧力が必要となる。その結果結晶に加わる流体の圧力が大きくなり、結晶の変形が大きくなって極端な場合には破損の恐れもある。また、結晶表面を薄くすると機械強度が低下して、圧力による変形が大きくなるので、極端に薄くすることは出来ない。加工も困難になる。さらに、流速を増すことによる振動の発生も考慮する事が必要であり、冷却水の流速は4 m/s（流量では10 l/s）に設定した。このときの配管におけるの圧力損失は実測によれば0.09 MPaであり、結晶に加わる圧力は結晶が配管の中間にあることと、周囲が真空であることを考慮すると0.145 MPaとなる。

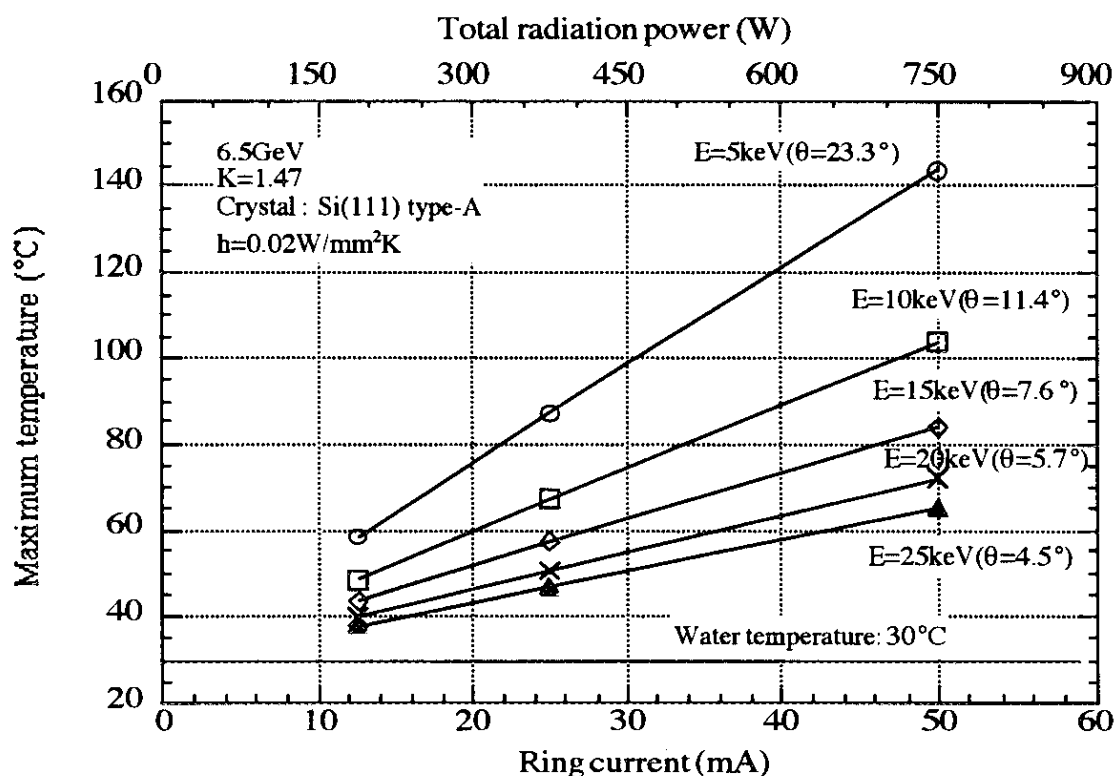


図3-26 結晶表面の最高温度の計算値

4. 実験

前章までの検討では、設計の側面から、高輝度光源であるX線アンジュレータ挿入光源からのビームライン素子への熱負荷量を、理論的に計算された放射光の全放射パワーを用いて検討を行なった。実際にこのようにして行なった検討がどの程度の精度があり、次世代放射光のビームラインを設計し建設する上での問題点がどこにあるかを明らかにするには、実験検証が非常に重要な意味を持つ。まず、熱源であるX線アンジュレータ放射のパワー分布と全パワーを実測し、それらと実験に利用する光子との違いをはっきりさせ、卓上計算と比べ検討する必要がある。また実際に熱負荷がビームライン素子に加わったとき、各素子の挙動がどのようなになっているかについて実験結果を踏まえて議論を進めていく。

4. 1 吸収熱量

ビームライン素子の材料であるベリリウム、グラファイト、銅、シリコンなどの放射光吸収を議論するとき、これらの材料の物性値を用いて見積ることができるが、実際にどのくらい放射光パワーを吸収するかは放射光アブソーバーの銅材料以外、把握するのはなかなか難しいものがある。特に分光結晶の冷却効果を確認するためには実際に結晶に負荷される熱量と、熱負荷密度を確認しておくことが必要である。

NE3に於いて使用したグラファイトの炭素純度はかなり高く、図4-1からわかるようにX線の吸収係数の計測値と計算値⁴⁴⁾とはかなり良い一致が見られる⁴⁵⁾。ベリリウムのX線吸収については、図4-2に見られるように測定結果には鉄とニッケルの吸収端に対応するエネルギーにおいて異常があり、ベリリウムフォイル内の不純物はFeとNiによるものであり、その量は約0.1%程度である。これによりベリリウムの吸収量は数パーセント高くなっている。

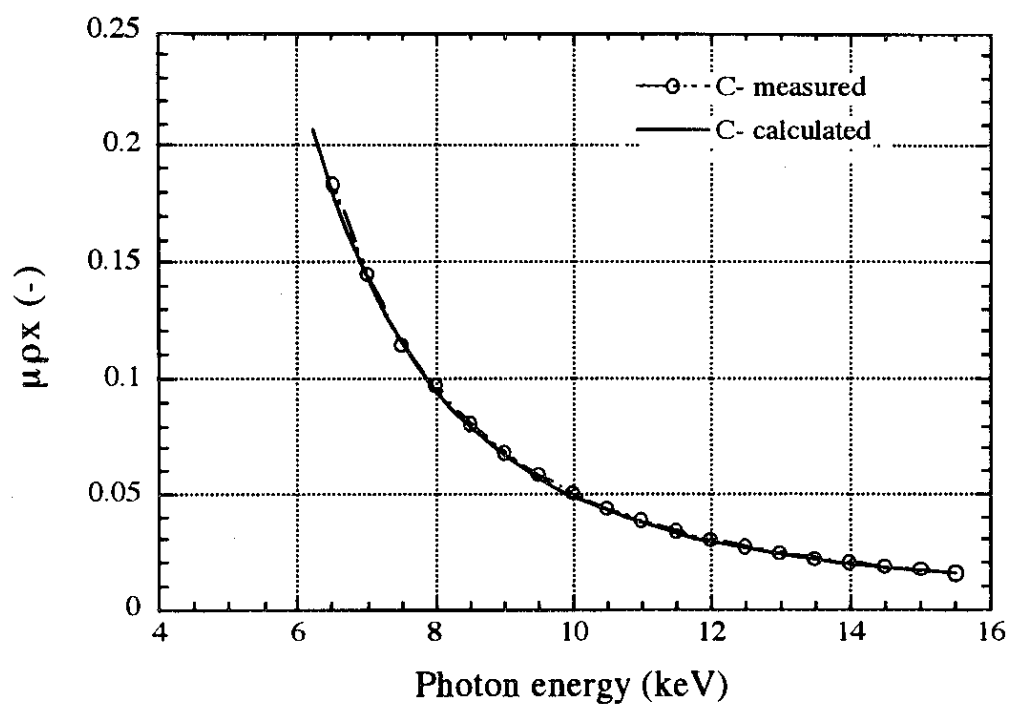


図 4-1 グラファイトによる光子吸収の測定値と計算値

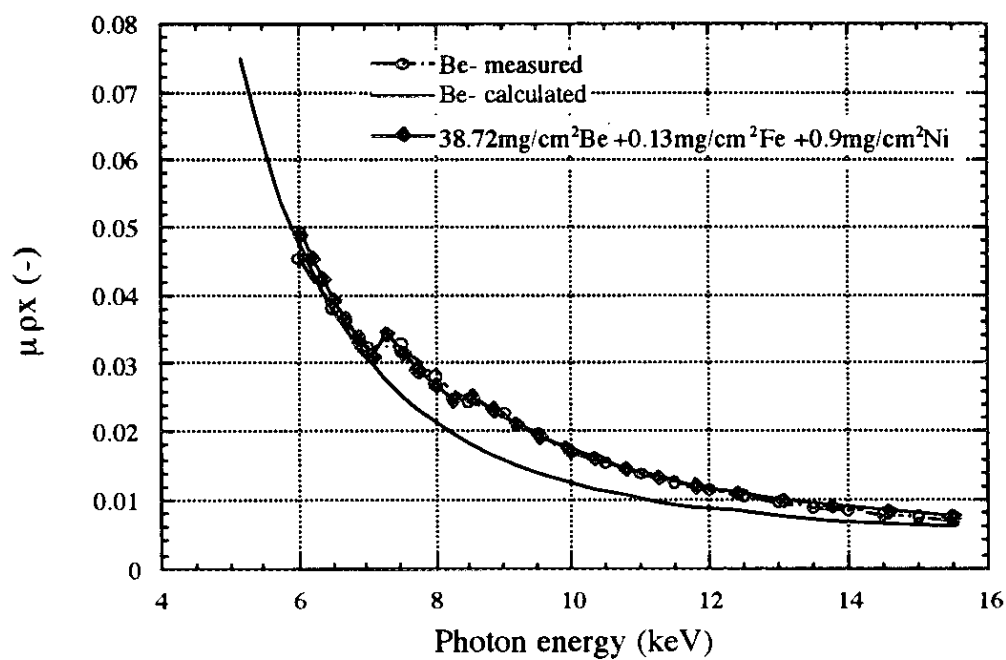


図 4-2 ベリリウムによる光子吸収の測定値と計算値

シリコン結晶の冷却特性を把握する上では、結晶の熱負荷量の測定よりも温度分布を直接に測ることが望ましく、特に分光の性能を左右する結晶表面の温度を知ることが望ましい。しかし、赤外線温度計を利用できればよいが、シリコン自身は赤外線の良い透過体であるため、測定値を解析し正確な情報を得ることは困難である。カロリメーター方式の計測では結晶に入る熱負荷の分布を精度良く測ることができないが、実際に結晶に負荷される熱流束を知り、冷却方法の限界を突き止めることが次世代アンジュレータ用分光器の開発に重要な意義を持つ。

このカロリメーター方式の測定方法を図4-3に示す。放射光により分光器第一結晶に負荷された熱は、循環冷却水により冷却される。このときの分光器出入口における冷却水温度を精度良く測定し、この温度差 $\Delta \theta (^{\circ}\text{C})$ と流量 $W(\text{g/s})$ とから冷却水により除熱された熱量 $Q(W)$ を次式により求めることができる。

$$Q = C_p (\Delta \theta - \Delta \theta_0) W \quad (3-42)$$

ただし、 C_p は水の比熱($\text{J/kg}^{\circ}\text{C}$)、 $\Delta \theta_0$ は熱負荷のない場合の冷却水出入口温度差($^{\circ}\text{C}$)であり、分光器の筐体および配管での熱交換による冷却水の温度上昇である。測定結果の一例を図4-4に示す。

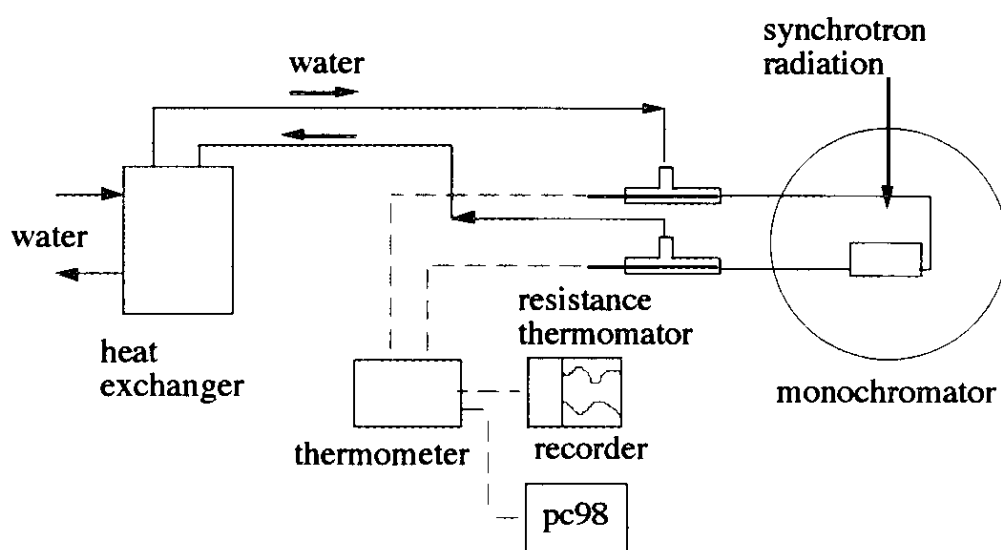


図4-3 分光結晶の熱負荷量の測定方法

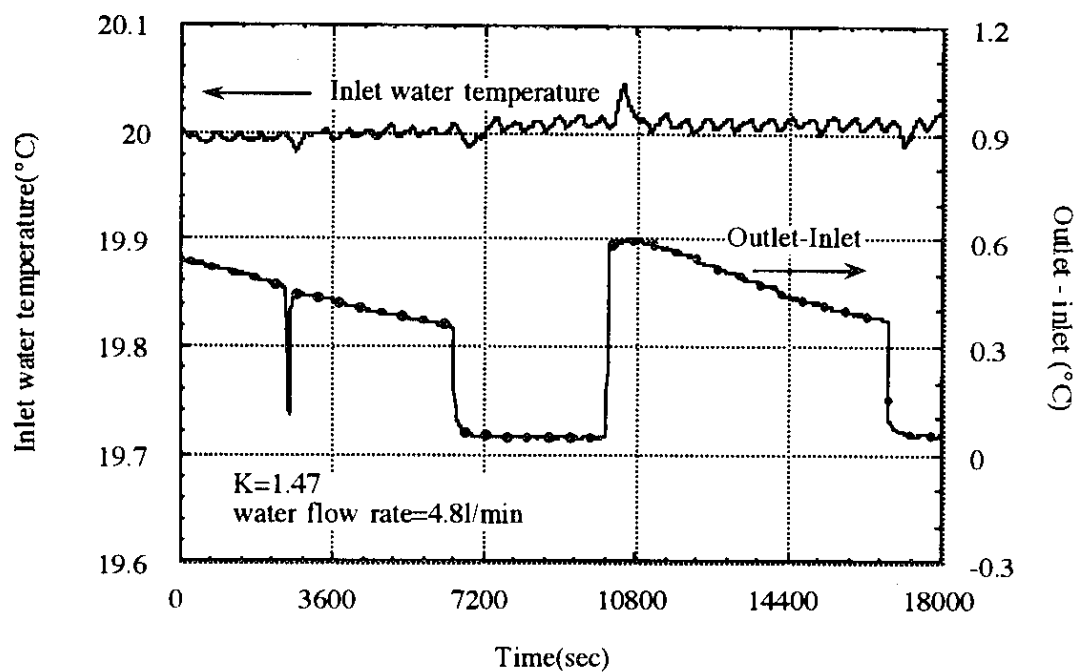


図 4 - 4 冷却水温度と冷却水温度上昇の測定値

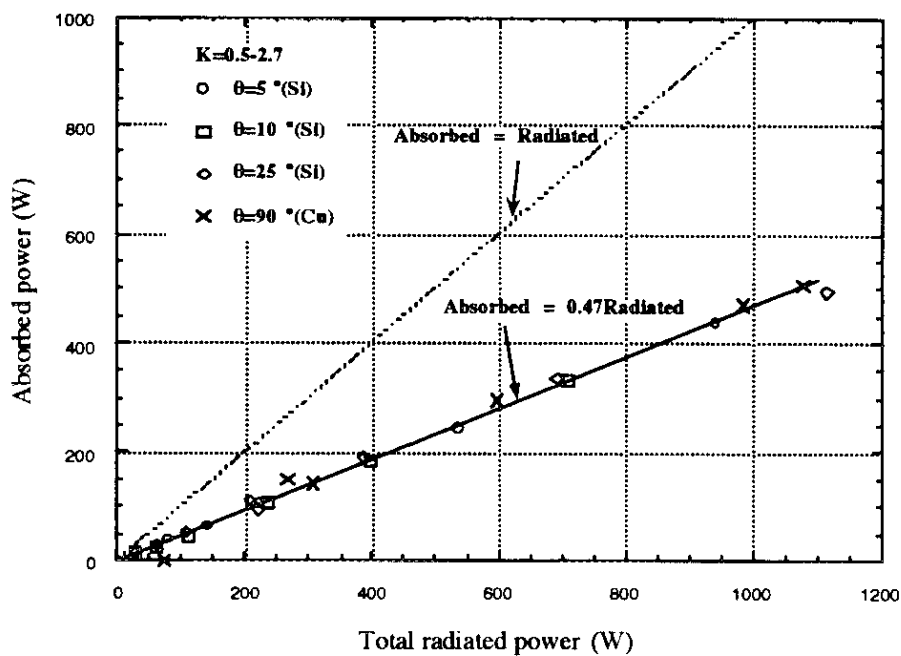


図 4 - 5 放射パワーの計算値と分光器第一結晶及び銅アブゾーバでの吸収熱量

結晶に負荷される熱量の測定値と、光源の全放射パワーの計算値との関係を図4・5に示す。光源の全放射パワーは蓄積電流値とアンジュレータのKパラメータにより変わり、ARのビームラインではアンジュレータのギャップを、単独で自由に調節してKを変えることができる。そこでKパラメータを0.5から2.7の範囲で 変えることで、全放射パワーを変えて測定を行った。

結晶への入射角度による放射光パワー吸収への影響を見極めるために、入射角度を 5° 、 10° 、 25° と変えて測定をおこなった。また、銅の放射光吸収と比べる意味で、同じ分光器内に設置されている銅のアブゾーバについて同じ方法で測定を行い同図中に示した。この場合の入射角度は 90° である。計測の結果、結晶の受ける熱負荷量の測定値は、計算による全放射パワーと誤差範囲内で良い相関が見られる一方、入射角度、Kパラメータの値、及びシリコンと銅の材質による、放射光パワーの吸収の差はこの方法では違いは認められない。測定値すべてについて一つの回帰直線を求めると、実際にシリコン結晶で吸収される放射光のパワーは、光源からの全放射パワーの計算値に対して47%であることがわかった。

さらに、詳細にシリコン結晶及び銅のアブゾーバにおける放射光の吸収量について計算した結果を表4・1及び表4・2に示す。スペクトルと放射光パワー密度分布は放射光計算プログラムSPECTRAにより計算し、表中のグラファイトアブゾーバーとベリリウム窓における放射光の減衰量は(3・1)式で計算した。散乱によるエネルギーの放出量と正味の放射光吸収量は、グラファイトアブゾーバとベリリウム窓を透過した後の、アンジュレータスペクトルを用いたEGS4による計算結果である^{19,20)}。この計算によれば、シリコン結晶での放射光の吸収量は、 $K=1.47$ では74～77%、 $K=2.7$ では81～84%である。また、銅のアブゾーバについては、 $K=1.47$ では78%、 $K=2.7$ では88%である。

実測値はこの計算で予測される吸収量に対して27～41%小さくなっている。この測定値と計算との差の原因としてはいくつか考えられる。シリコンの上流にあるグラファイトアブゾーバーとベリリウム窓の素材に含まれる不純物により放射光の

吸収が多くなり、透過する放射光パワーの減少が計算以上にあること、あるいはビームラインの固定マスク、グラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓などの開口部のエッジに放射光の一部が切られていることなどが考えられるが、図4-1及び図4-2に示したようにグラファイトの吸収は計算と一致し、ベリリウムの吸収もほぼ計算に一致する。

したがって、開口部のエッジに放射光の分布の一部が遮られてることが考えられる。

放射光ビームの寸法と固定マスク、グラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓の開口寸法を表4-3に示す。

表 4-1 シリコン結晶と銅アブゾーバの吸収熱量の計算値、 $K=1.47$

素子	入射角度 (度)	カーボンの 吸収* (%)	ベリリウムの 吸収** (%)	S i 結晶またはC uからの 反射 (%)	S i 結晶またはC uでの 吸収 (%)
S i	5	16.8	4.9	3.9	74.4
	25			1.8	76.5
C u	90			0.2	78.1

* : $t=0.1\text{mm} \times 2$ 枚

** : $t=0.2\text{mm} \times 2$ 枚

表 4-2 シリコン結晶と銅アブゾーバの吸収熱量の計算値、 $K=2.7$

素子	入射角度 (度)	カーボンの 吸収 (%)	ベリリウムの 吸収 (%)	S i 結晶またはC uからの 反射 (%)	S i 結晶またはC uでの 吸収 (%)
S i	5	9.4	2.7	7.4	80.5
	25			3.6	84.3
C u	90			0.3	87.5

* : $t=0.1\text{mm} \times 2$ 枚

** : $t=0.2\text{mm} \times 2$ 枚

表 4-3 放射光ビーム寸法と素子の開口寸法

素子	放射光ビームの寸法 (mm)		開口寸法 (mm)		開口／ビーム	
	水平	垂直	水平	垂直	水平	垂直
固定マスク	4.9	0.8	16.0	4.0	3.3	5.0
グラファイト アブゾーバ	9.5	1.6	30.0	20.0	3.2	12.5
ベリリウム窓	9.7	1.7	30.0	20.0	3.1	11.8

素子の開口寸法とビーム寸法の比は、垂直方向では5以上であるが、水平方向では3.1～3.3と垂直方向と比較して小さくなっている。このために、放射光ビームの水平方向の広がり裾の一部が、素子により途中で切られていることが考えられる。実際に分光器前のXYスリットの幅を1mmに保ちながら水平方向に移動させて、Kパラメータが2.7、放射光のシリコン結晶への入射角度が 7.9° のときのシリコン結晶での吸収熱量の分布を測定した。その結果を蓄積電流値50mAに換算して図4-6に示した。

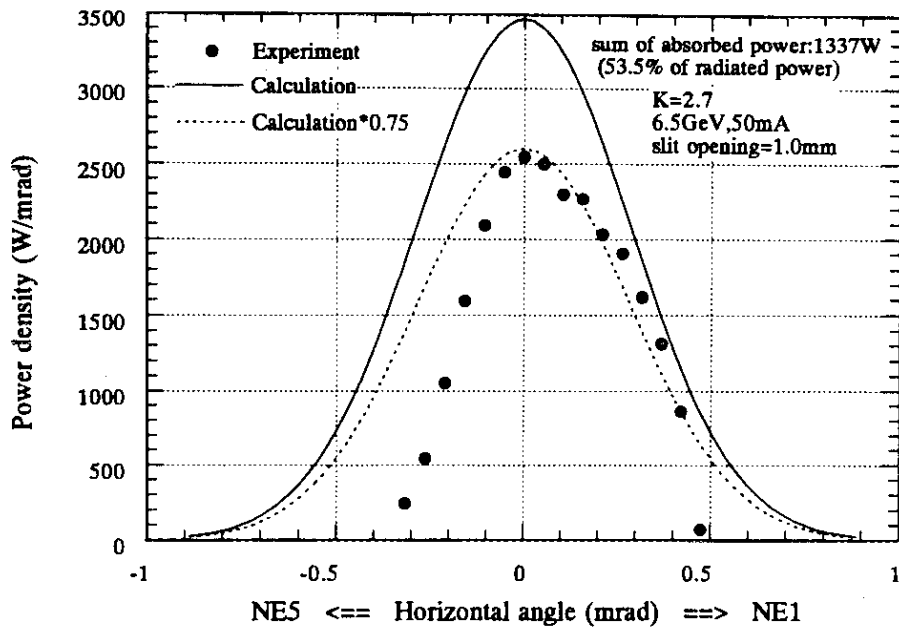


図4-6 分光結晶位置における水平方向の放射光パワー密度分布

吸収された熱量はNE1側は0.5 mrad付近まで分布しているが、NE5側は0.3 mradまでしか分布していない。また、NE5側はNE1側に比べパワー分布の裾の部分の減少が急であり、上流において放射光の広がり裾の部分の裾部分が切られていることが解る。さらに、図から判るようにシリコンのカロリーメータで測定した放射光パワー密度の最大値は計算値の75%である。これを表4-1、表4-2の計算値と比較すると、 $K=1.47$ の場合とはほぼ一致し、 $K=2.7$ の場合の計算値に対しても数%小さくなっている程度である。測定した吸収熱量の積分値は、全放射パワーの計算値の53.5%であり、図4-5に示したシリコン結晶における吸収熱量の測定値の47%にはほぼ一致する。

これらの測定結果と計算値との比較から、吸収熱量の測定値が小さくなっている理由は、ビームラインの配管に於いて左右の裾の部分の裾部分が切られているためであり、グラフィットとベリリウムによる放射光の吸収は、不純物が無いとした場合より多少大きくなるが、結晶での吸収熱量を大きく左右する量ではないことが判る。結論として、

実際にNE3の分光器第一結晶に負荷される熱量は全放射パワーの約50%であり、最大熱負荷密度は炭素のアブソーバーなどが入っていることにより、単純計算の約75%になる。全吸収熱量の制御は、利用する放射光を損なわない程度にスリットやマスクなどを絞ることにより実現できる。一方、最大熱負荷密度は熱に転換されない数%程度の再放出以外、すべて分光結晶に負荷されることが明らかになった。

4. 2 水冷結晶

フィン付の直接水冷結晶の冷却効果と、その分光への影響を調べるために、冷却流量、熱負荷量を変えた試験を行った。冷却効果については、熱負荷量を変えた場合の分光後のX線の強度を測定することにより調べた。NE3のビームラインにおける熱負荷量は、光源がアンジュレータであることから、Kパラメータを変えることによっても熱負荷量が変わる。しかし、Kパラメータを変えると光源のスペクトルも変わり、それに伴って分光器の分光出力も変化してしまう。そこで、リングに電子の蓄積後はほぼ完全に減衰するまで、再入射を行わず測定を行った。試験では、分光器下流において分光後のX線の強度を、回折の1次光と、3次光について測定した。光源のKパラメータは1.47であり、最大放射パワーは蓄積電流が50mAの時に740W、最大パワー密度は8.5kW/mrad²である。分光器第一結晶と放射光のなす角度は約7.9°であり分光フォトンのエネルギーは、アンジュレータ放射の3次高調波にあたる14.4keVである。

測定結果を図4-7に示す。このときの冷却水流量は10ℓ/min（流速は3.8m/s）である。1次光（シリコンの（111）反射）、3次光（シリコンの（333）反射）の分光出力は、蓄積電流値で25mAまで蓄積電流値に比例し、この範囲では熱負荷の増加による分光器の特性の変化は見られない。しかし、25mAを超えると分光出力は頭打ちになる傾向が見られる。

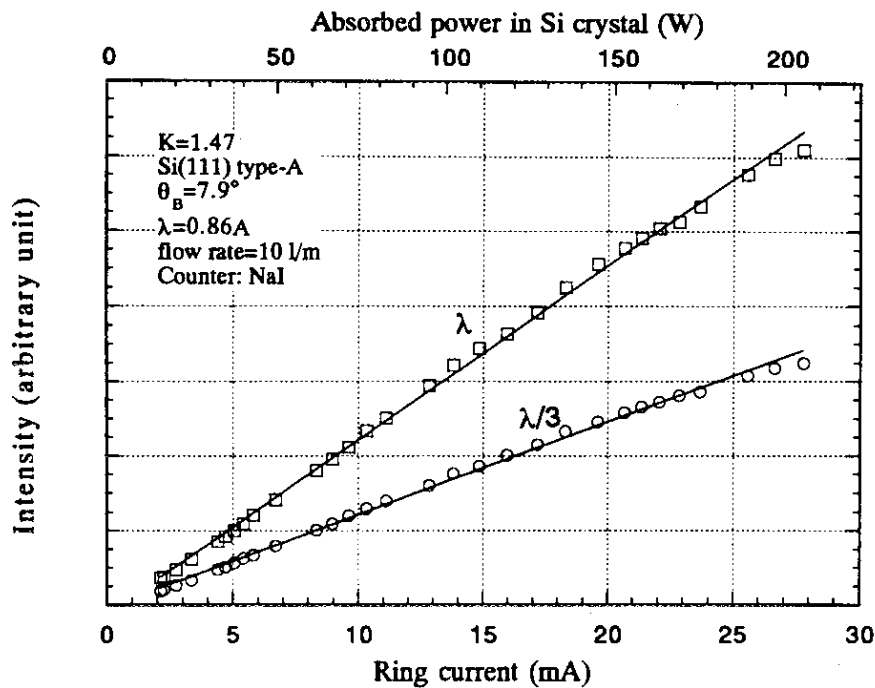


図4-7 リング蓄積電流に対する分光器出力の測定結果

分光結晶の特性が理想的なものからどのようにずれているかは、分光器第二結晶を回してロッキングカーブをとることにより調べることができる。Kパラメータを変えることで結晶の熱負荷を変え、流量を変えて冷却の効果を見ることにした。

図4-8に流量を13 l/min (流速4.9 m/s) とした場合の熱負荷量とロッキングカーブの関係を示す。熱負荷が120 W、熱流束が0.66 W/mm²まではロッキングカーブの半値幅FWHMは、14秒であり変化が無いが、420 W、2.3 W/mm²になるとFWHMは約30秒にまで広がり、熱負荷による結晶の変形が起きていることがわかる。図4-7と図4-8に示した分光後のX線の強度と回折のロッキングカーブから、この構造の水冷結晶の分光出力には限界があることが判り、この限界における最大熱負荷密度 (シリコン表面における熱流束) は約1 W/mm²で、そのときの全熱負荷量は185 Wである。

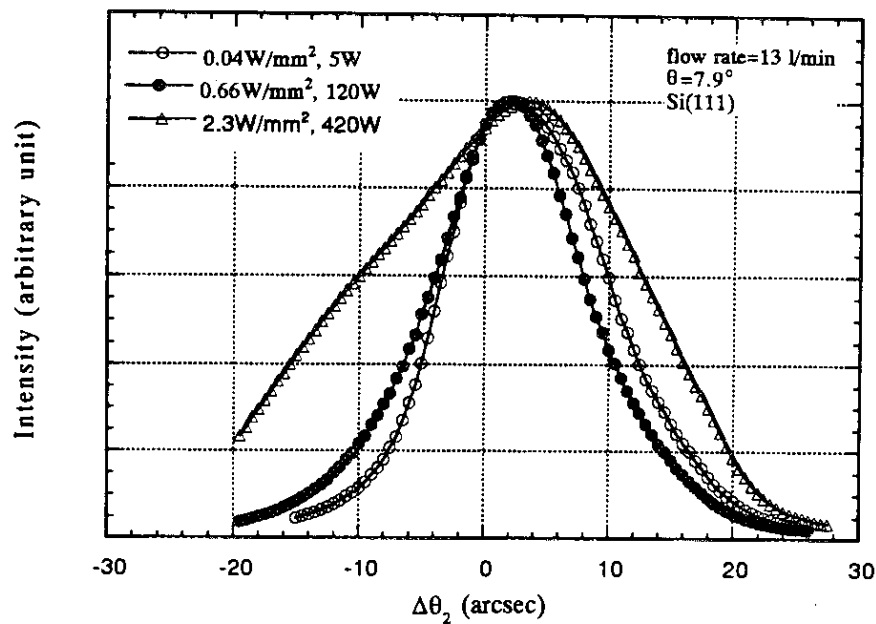


図4・8 熱負荷量を変えた場合のロッキングカーブの変化

以上は、結晶の冷却能力を一定にして放射光パワーを変えたときの分光結晶の出力を見てきたが、熱交換の面からも冷却能力による分光出力への影響を調べた。冷却水流量と、ロッキングカーブにおける分光出力のピーク値の1/2の出力におけるロッキングカーブの幅である、FWHMとの関係は、図4・9に示すように4～13 l/minの範囲においては大きな変化は見られない。但し、傾向としては $K=2.7$ の熱負荷の大きな場合と、 $K=0.3 \sim 1.47$ の相対的に熱負荷の小さな場合とでは異なっている。 $K=2.7$ の場合では、冷却水流量を増して冷却面の熱伝達率を大きくするとFWHMが小さくなる傾向にある。 $K=0.3 \sim 1.47$ の場合には、逆に流量を大きくするとFWHMが大きくなり結晶の特性が悪くなる。この原因は以下のように考えられる。冷却水の循環系において流量を増すためには、供給圧力を高くしなければならない。この圧力により結晶の変形がより大きくなり、FWHMが大きくなる。熱負荷が小さな時はこの効果が支配的で、適正な水圧で冷やすことが望まれる。熱負荷が大きな時は、熱勾配による結晶の変形が支配的になり、冷却能力が少しでも高い方が

よい結果につながる。図4・9の $K=2.7$ の場合を外挿すると、冷却能力を数十 l/min に増やせば、FWHMは K の小さい時と同様になるが、冷却水循環圧力の増加による結晶の変形と結晶の耐える応力から考えると、非現実的である。ここからも、直接水冷構造の冷却限界を見いだすことができる。

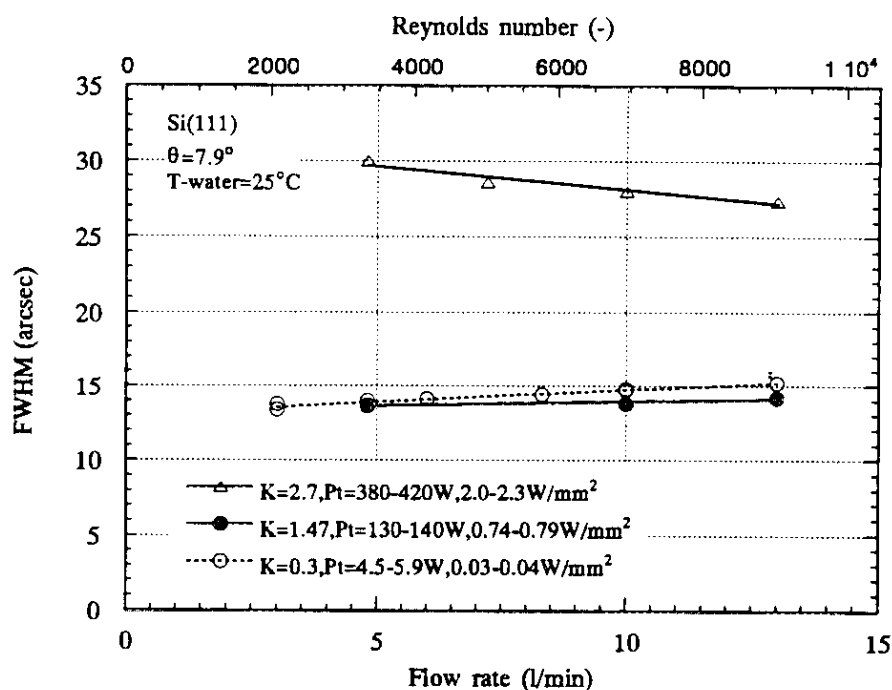


図4・9 冷却水流量を変えた場合のロッキングカーブのFWHMの変化

結晶に冷却流体の圧力が加わると、結晶表面は太鼓状に膨らみ結晶表面が湾曲する。この湾曲によりFWHMが大きくなるが、この変形の曲率半径を有限要素法 (FEM) を用いた構造計算と、実験とから求めた。その結果を、図4・10に示す。放射光ビームラインの分光結晶は、真空中に設置されることが多く、流体圧力に大気圧が加わるために、少なくとも大気圧力 (0.1 MPa) 以上の圧力を受けることになるが、実験、計算ともに 0.1 MPa 以下の圧力であっても曲率半径の変化が大きくなっている事がわかる。図4・10中に示したtype-Cとtype-Dの結晶は、リブなどを設けて結晶の剛性を上げ結晶全体の変形を抑えようと意図したものであるが本質的な改善につながらないことがわかった。これらの結晶の形状を図4・11と図4・12に示す。

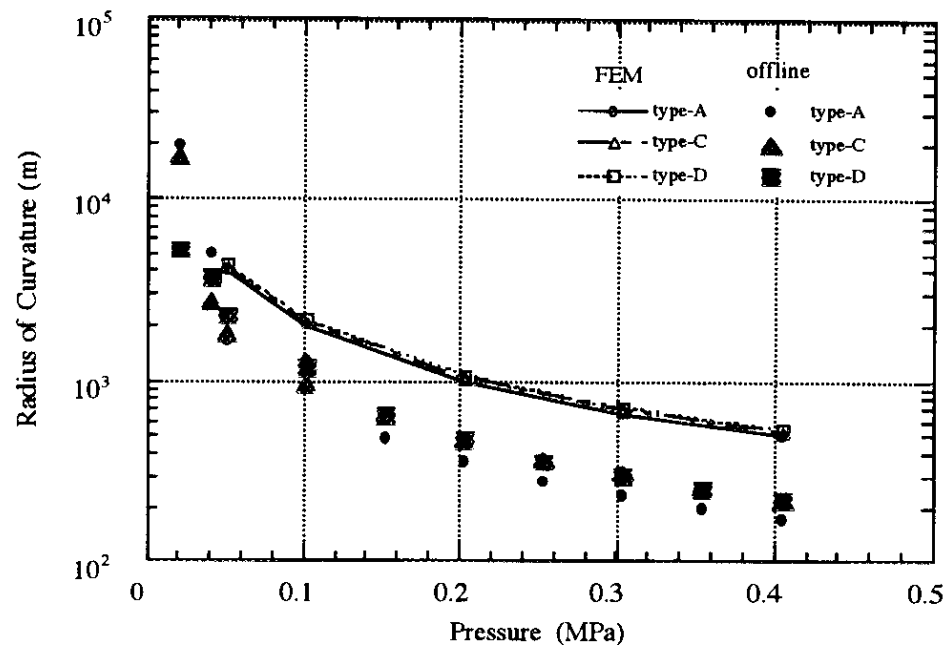


図 4 - 1 0 結晶表面の曲率半径と冷却流体圧力

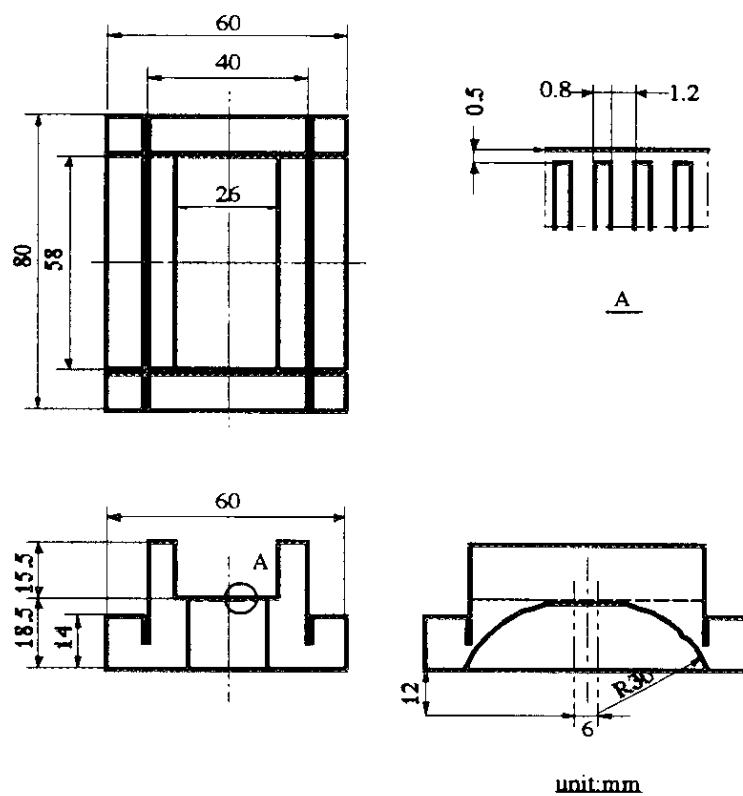


図 4 - 1 1 A R N E 3 分光器第一結晶 type-C

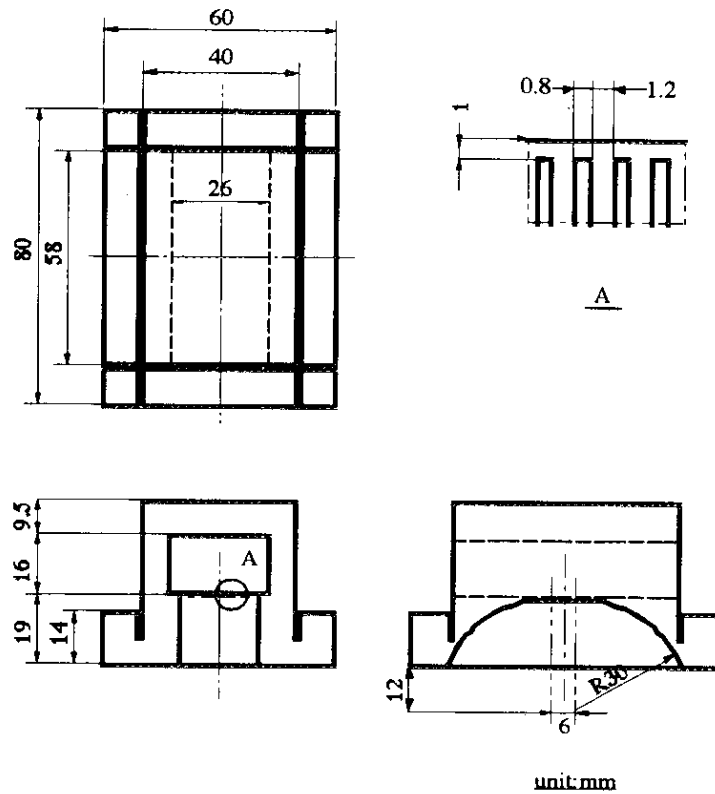
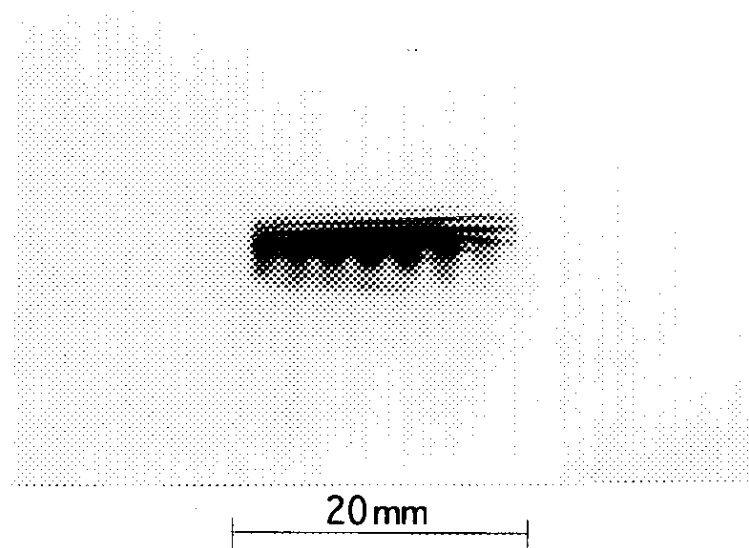


図4-12 AR NE 3 分光器第一結晶 type-D

type-Aの結晶が、放射光の熱負荷を受けた状態で撮影したトポグラフを図4-13に示す。この写真は、第二結晶の θ を4秒間隔で変えて撮影したものである。光軸に直角な方向には結晶の曲がりを示す細く、かつ明瞭な平行線が見られる。また、この線に直交する等間隔の縞が見えるが、この縞の間隔は結晶を冷却するために設けた冷却水流路の間隔である2mmと一致する。これは、冷却水流路の直上における結晶面が薄いために、冷却流体の圧力で結晶面が変形し、この影響がトポグラフに現れたものと考えられる。



$\Delta\theta = 4 \text{ arcsec}$

図4-13 分光器第一結晶 type-A のトポグラフ

4. 3 まとめ

A RのビームラインNE 3において、分光器第一結晶への熱負荷を測定した結果、放射光計算プログラムS P E C T R Aによる計算値に対してピークパワー密度は7 5 %であり、全吸収熱量は5 0 %であった。ピークパワー密度の減衰は、グラファイトとベリリウムを不純物の無いものとして計算した減衰量と比較して、多少大きくはなっているがほぼ一致することから、グラファイトアブゾーバとベリリウム窓の吸収によるものである。全吸収熱量が放射パワーの5 0 %であるのは、グラファイトとベリリウムの吸収による放射光の減衰と、放射光の広がりの方方向（NE 5 側）の裾の部分が上流で切られていることによる。

NE 3の水冷結晶の許容できる熱負荷は、カロリメータによる結晶での吸収熱量とその分布の測定結果から、熱負荷密度で約 1 W/mm^2 であり、そのときの全熱負荷量は1 8.5 Wである。従って、NE 3のピークパワー密度に対してさらに1 ~ 2桁高く、しかも全放射パワーでも1桁大きくなる大型放射光施設の高輝度アンジュレータビームラインにおいては、水冷の分光器第一結晶では光源の出力を十分に引き出すことは難しいと考えられる。

また、結晶表面を1 mm以下に薄くして、冷却水路を設けることは、冷却水の圧力により表面が畝状に変形し望ましくないことが判った。

5. 分光器

すでに第3章に述べたように、ARのNE3のビームライン建設の初期において製造上の実績があり、装置全体の信頼性及び維持の容易な、カム連結式定出射位置の2結晶分光器を設置した。その第一結晶は前章の実験に用いた直接水冷却方式のシリコン(111)である。 ^{57}Fe の核共鳴散乱の実験の時、アンジュレータのKパラメーターが1.47で、ブラッグ角は 7.9° である。この使用条件の下でリングの蓄積電流が25mAを超えると、分光器の出力が横這いになってしまう。ビームラインの建設直後はリングの最大蓄積電流は30mAであり、ライフタイムは200分程度であった。この場合には、分光器結晶の冷却が不十分であることで損失したビーム強度は、利用できるものの一割未満程度であった。現在の蓄積電流40mAの場合では上記と同じ実験を行う場合のビームロス最大4割にもなる。さらにこの冷却方式のままで次世代の放射光源(ARリングの蓄積電流値100mA相当)の分光を行えばビームロスは7割にも達する。また、現在はアンジュレーター光源の最大放射パワーとなる $K=2.7$ に設定し、長波長のX線を利用するとき、放射光ビームの結晶への入射角度は高角になり、結晶に於ける熱負荷と熱流束のさらに厳しい条件での使用が予想される。これまでの水冷結晶の実験によって、ARのNE3のアンジュレーター光源からの高い熱負荷量と熱流束を、現在の方式の水冷結晶によって除熱する事は、不可能であるとわかった。さらに高い熱負荷に対処できる冷却方法を検討するためには、様々な冷却方法を検討すると同時に、これらの冷却方式についての試験が行えて、次世代放射光の光源に通用できる分光器を新たに設計し製作することが必要である。

5. 1 液体窒素冷却分光結晶

5. 1. 1 分光器第一結晶の冷却

強力な放射光挿入光源が放射光リングに設置されて以来、それまでの偏向電磁石からの放射光に比較して、格段に強い放射パワーとパワー密度を受ける分光器第一結晶の冷却が問題が既に利用の律速過程となりつつあり、結晶の冷却能力を向上させ

る試みが世界の各放射光施設で行われている。次世代大形放射光施設の計画が進められるに従い、様々な冷却方法が提案されてきているが、これらを整理すると表5-1に示すように、冷却方法の改善、熱負荷の低減、さらには変形の補正に分ける事が出来てその中でも、冷却方法の改善が最も多く検討されている。

NE3のビームラインの設計の段階では、早期に実験が行えることを重要視し、取り扱いの容易さ、結晶の完全性等の理由でフィン付きシリコン結晶の水冷方式を採用した。結晶の受光面と冷却面との温度差が小さくできることから、冷却流路上の結晶表面厚さを薄くしたが、結果は前章で議論したとおりであり、NE3のビームラインでの試験結果から、この構造で冷却可能な最大熱負荷は最大熱流束で 1 W/mm^2 、全熱負荷で 185 W である事が判った。

今後のNE3の実験では、光源の最大放射パワーとなる $K=2.7$ で蓄積電流が 40 mA での利用が予想される。この条件では、最大放射パワーは 2000 W 、最大熱負荷で 1000 W 、最大熱流束で 5 W/mm^2 の熱負荷となり、現在の結晶の限界値の5倍となる。また、この時の分光結晶に十分な構造強度を持たせ、冷却流体の圧力による結晶表面の変形が無視できる程度に小さくすることも重要である。

以下において、これらの条件を満足する新しい分光器第一結晶の冷却機構について、冷却方法の改善、熱負荷の低減、及び変形の補正の三つの方面に分けて検討を行う。

表 5-1 分光結晶の冷却の改善

改善方法		手段	実施例	効果
冷却方法の改善	熱伝達の促進	熱伝達率	液体ガリウム ^{46,47,48,49)} 衝突噴流 ^{50,51,52)}	熱伝達面温度差の低減
		拡大伝熱面	平板フィン ^{33,34,56)} 樹枝状フィン ⁵³⁾ 海綿状表面 ⁵³⁾	
		突起付き伝熱面		
	熱伝導率の大きな結晶	材質	ダイヤモンド ⁵⁴⁾	結晶内温度差の低減
		低温における熱伝導率の向上	液体窒素冷却シリコン ^{41,53,55)}	
	薄い結晶		冷却流路を結晶面直下に設ける	結晶内温度差の低減
熱負荷の低減	フィルタの利用	ハイパスフィルタ	グラファイト アブゾーバ	結晶内及び、熱伝達面温度差の低減
		ロウパスフィルタ	前置ミラー	
	表面熱負荷密度の低減	結晶面を格子面に対して傾ける	非対称結晶 傾斜結晶面 ^{35,57,58,59)}	
	全熱負荷量の低減	放射光の分布の裾を遮る	X Yスリットの利用	
	放射光の吸収量の低減	薄い結晶	シリコン薄膜 ⁶⁰⁾	
		放射光の吸収係数の小さな材質	ダイヤモンド ⁵⁴⁾ ベリリウム ⁶²⁾	
変形の補正		機械曲げ	ニューマチックアクチュエータ ⁵¹⁾ 圧電素子 ⁶¹⁾	熱変形した結晶表面の矯正
		結晶反射面への気体圧力の負荷	結晶上面の圧力室 ⁵²⁾	

(1) 冷却方法の改善

NE 3 の水冷結晶を用いた実験結果から、フィン付きの水冷結晶を分光器第一結晶として用いた場合には、高熱負荷の場合の出力と流体圧力による結晶の変形が問題になることが判った。

この変形の影響が現れないようにするためには、結晶表面を数mm以上の厚さとする事が望ましい、この厚さを仮に5mmとして、結晶表面と冷却流体との温度差を(3-6)式で推定する。結晶表面での熱流束 q を 5 W/mm^2 、シリコンの熱伝導率 λ を 148 W/mK とすれば、結晶内での温度差 $\theta_s - \theta_w$ は 169 K にもなる。このように厚い結晶を使用して結晶表面温度を下げるためには、さらに熱伝導率の良い結晶を用いる事が必要である。

図3-22に示すように、シリコン結晶に比較して熱伝導率の良い結晶にはダイヤモンドがあり、 300 K において約10倍である。しかし、シリコン結晶と同等で、完全性の良い大きなダイヤモンド結晶を得ることは現在では不可能である。現在の技術の延長線上で実現可能な選択としては、シリコンの低温度における高い熱伝導率の利用が考えられる。図3-22で解るようにシリコン結晶は、 100 K では 300 K に対して6倍以上、約 1000 W/mK の熱伝導率を持ち、 77 K の液体窒素温度で冷却するとさらに熱伝導率が高くなり、 300 K の約10倍にもなる。しかも、線膨張係数はほぼ0に近い値となり結晶の熱変形を抑える上では好都合である。従って、シリコン結晶を液体窒素冷却する事によって、結晶表面の厚さが水冷結晶の場合の5倍以上であっても、結晶内の温度差 $\theta_s - \theta_w$ を現在の水冷結晶の薄い表面における、温度差以下に抑えることが可能であり、線膨張係数の小さいことの相乗効果もあり変形が小さくなる。

一方、液体ガリウムのような液体金属を冷却流体とすることで熱伝達率を大きくすることができるが、冷却流体の温度は室温以上であるため、結晶自体の熱伝導率は水冷の場合と変わらず、分光性能に直接作用する結晶表面と冷却面との温度差を小さくすることは出来ないので、熱流束の大きな条件での回折素子の冷却問題の解決には

つながらない。従って、現在では、シリコンの低温冷却が、既に限界に来ている水冷方式に取って替わる最も実現可能な最良の方法であると考えられる。そこで、NE3の新しい分光器ではこのような結晶冷却方法も実現できる構造として、シリコンの低温冷却を試みることにした。

シリコン結晶を100K以下で低温冷却するための流体としては、液体窒素（沸点は77.4K、融点が63.3K）、液体酸素（沸点は90.2K、融点が54.8K）、アルゴン（沸点は87.3K、融点が84.0K）、メタン（沸点は111.7K、融点が90.6K）、プロパン（沸点は231.1K、融点が85.2K）等がある。これらの流体の中では、冷却温度を自由に変えることができる点ではプロパンが85.2K～231.1Kと最も自由度が大きいが、毒性、可燃性、支燃性がなく、入手しやすく、取り扱いも容易であるという観点からは液体窒素が最適であり、液体窒素冷却を採用した。ただし、液体窒素の対流熱伝達率は、図3-23に見られるように水のほぼ1/2程度と悪く、しかも、一般に低温流体のバーンアウト熱流束は水と比較して小さく⁶³⁾、液体窒素では1W/mm²以下になるので、冷却面での熱流束がバーンアウトによる冷却限界以下になるような設計を行うことが必要である。さらに、液体窒素を過冷却状態として循環冷却を行うためには、冷凍機を設置して、循環系を組む必要がある。この循環系に組み込む冷凍機には、結晶への入熱1kWと、配管への入熱を加えた冷凍能力が必要になり、1kW以上の冷凍能力を持たせることが必要になり、設備として大きくなり高価なものとなる。そこで、結晶の対流熱伝達による冷却を行うために必要な循環冷却システムは作らず、図5-1に示すような液体窒素の沸騰による結晶冷却を行い、沸騰により発生する窒素ガスは系外に排気して循環はしない。この様にすることで、冷却用後の液体窒素の戻り配管は省略することが出来る。しかも冷凍機を省くことが出来て、容易にビームラインに適用することができる。

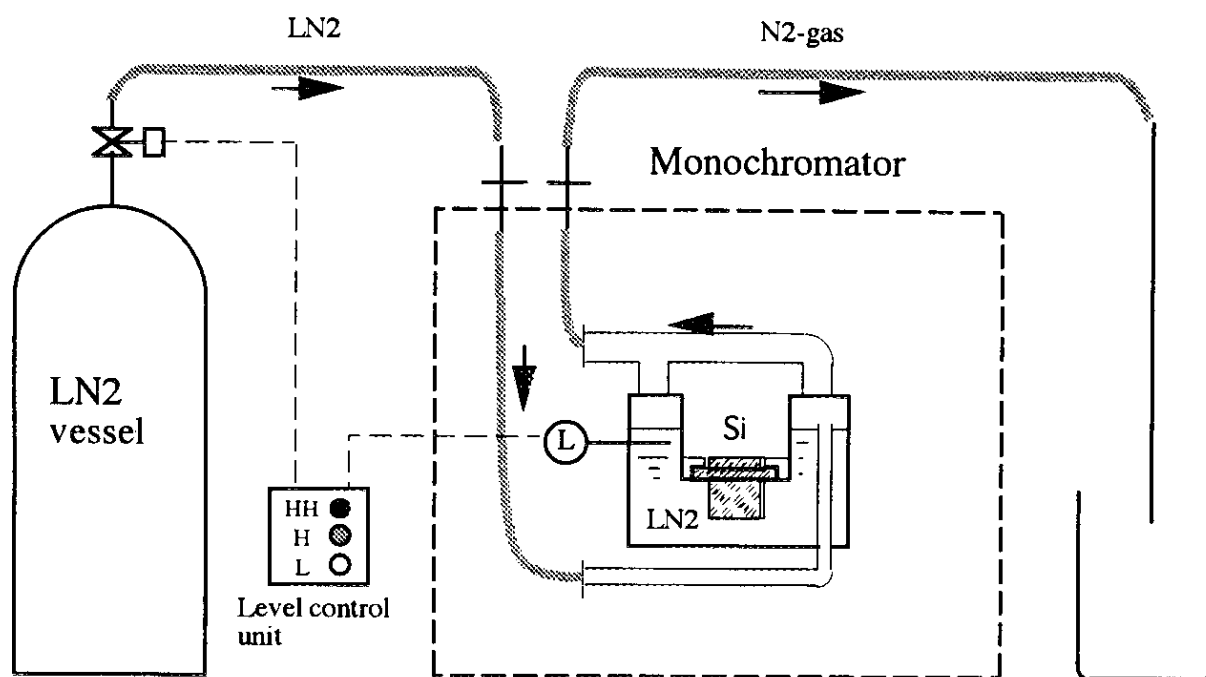


図 5・1 液体窒素冷却分光器冷却システムのフロー図

この場合の冷却面は液体窒素の飽和沸騰による熱伝達となり、冷却面での冷却限界はバーンアウト熱流束で決まる。この限界熱流束と、そのときの冷却面温度は以下のプール沸騰におけるバーンアウト熱流束と、核沸騰熱伝達式とから求めることができる。

バーンアウト熱流束は、Kutateladzeによるプール沸騰の次式⁶⁴⁾等で求める。

$$\frac{q_{\max}}{\Delta h_v \rho_v} \left\{ \frac{\rho_v^2}{\sigma g (\rho_l - \rho_v)} \right\}^{1/4} = 0.16 \quad (5-1)$$

ただし、

q_{\max} : バーンアウト熱流束 (W/m²)

Δh_v : 蒸発熱 (J/kg)

ρ_v : 蒸気の密度 (kg/m³)

ρ_l : 液体の密度 (kg/m³)

σ : 気液界面の表面張力 (N/m)

g : 重力の加速度 (m/s²)

上記の(5-1)式で液体窒素の大気圧下におけるバーンアウト熱流束を計算すると0.19 W/mm²となり、水冷却の強制対流熱伝達におけるバーンアウト熱流束に対して数十分の1以下と小さな値となる。この値は、NE3の分光結晶表面の熱負荷密度の数W/mm²以上と比較しても一桁以上小さく、直下冷却をしたのでは冷却面でバーンアウトが起こる。また、1000 Wの熱負荷を冷却するためには5300 mm²以上の熱伝達面が必要となる。そこで、液体窒素冷却では熱負荷面と冷却面間にある程度の距離を取り冷却面積を大きく取るような遠隔冷却方式とする。

またこのときの熱伝達面温度は、Kutateladzeによる核沸騰熱伝達の次式⁶⁵⁾と(5-1)式とから求めることが出来る。

$$\frac{h}{\lambda_l} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} = 7 \times 10^{-4} P_{rl}^{0.35} \left[\frac{q}{\Delta h_v \rho_v \nu_l} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \right]^{0.7} \left[\frac{p}{\sigma(g(\rho_l - \rho_v))^{1/2}} \right]^{0.7} \quad (5-2)$$

ただし、

h : 熱伝達率 (W/m ² K)	λ : 熱伝導率 (W/mK)
σ : 気液界面の表面張力 (N/m)	g : 重力の加速度 (m/s ²)
ρ : 密度 (kg/m ³)	pr : プラントル数
q : 熱流束 (W/m ²)	Δh_v : 蒸発熱 (J/kg)
p : 圧力 (Pa)	ν : 動粘性係数 (m ² /s)
l : 液体	v : 蒸気

これらから、大気圧下におけるバーンアウト熱流束における熱伝達面温度は97 Kとなる。液体窒素冷却用のシリコン結晶を図5-2に示す。冷却面の面積は11,800 mm²である。有限要素法により計算したこの結晶の温度分布の一例を図5-3に示す。計算に用いた沸騰熱伝達率は(5-2)式で計算した。

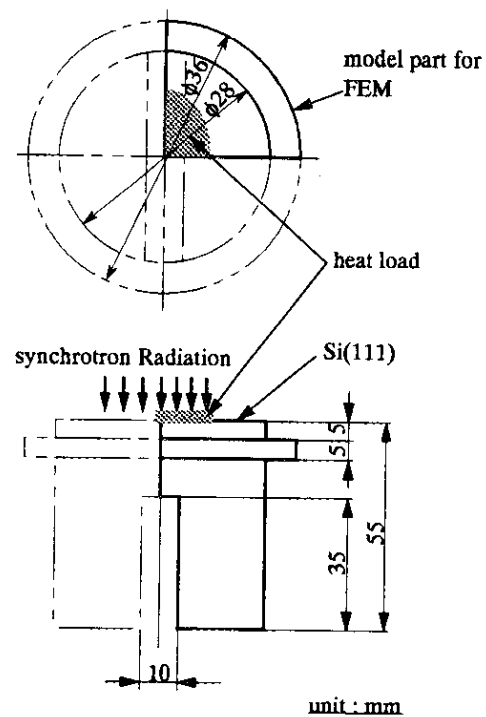


図 5-2 液体窒素冷却 Si 結晶

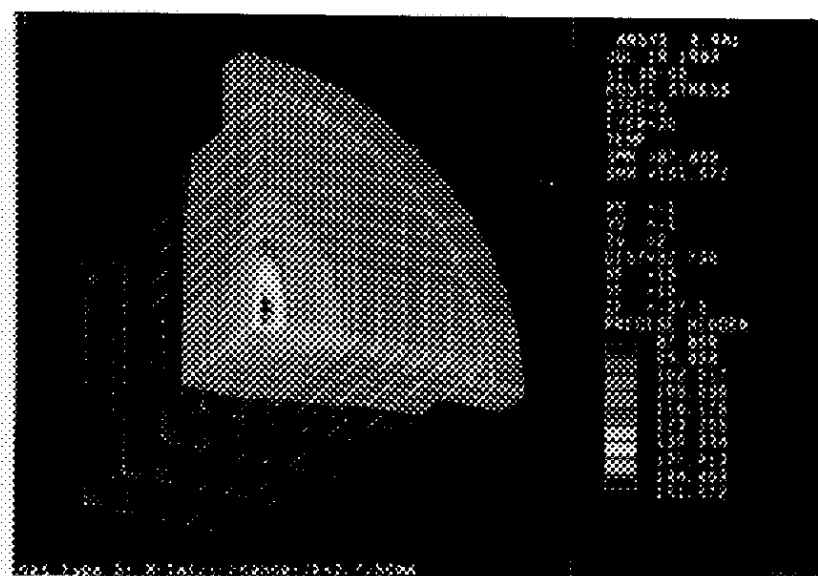


図 5-3 液体窒素冷却分光結晶の温度分布の有限要素法による計算結果,
 $Q=790\text{W}$, $q=9.4\text{W/mm}^2$, X スリット開口幅=5mm

(2) 熱負荷の低減

分光結晶の機能は、入射する放射光の中で必要な光子だけを選択することであり、ブラッグ反射を用いた分光結晶では反射させる光子以外は不要なものである。したがって、分光するエネルギーの光子以外をなんらかの方法で遮るか、或いは結晶を透過させることが出来れば、結晶では何の熱負荷もないことになる。このような極端なことは出来ないが、表 5-1 に示したように実験において利用しない光子を、減少させるいくつかの方法が考えられる。結晶の冷却という観点から見た熱負荷の減少には 2 つの側面がある。一つは、入射する放射光の全熱負荷の低減であり、遮る物がない場合には光源からの距離あるいは、入射角度には無関係である。もう一つは熱負荷の密度であり、結晶表面に負荷される熱流束である。熱流束は、光源からの距離の 2 乗に逆比例して減少し、入射角度によっても変化する。

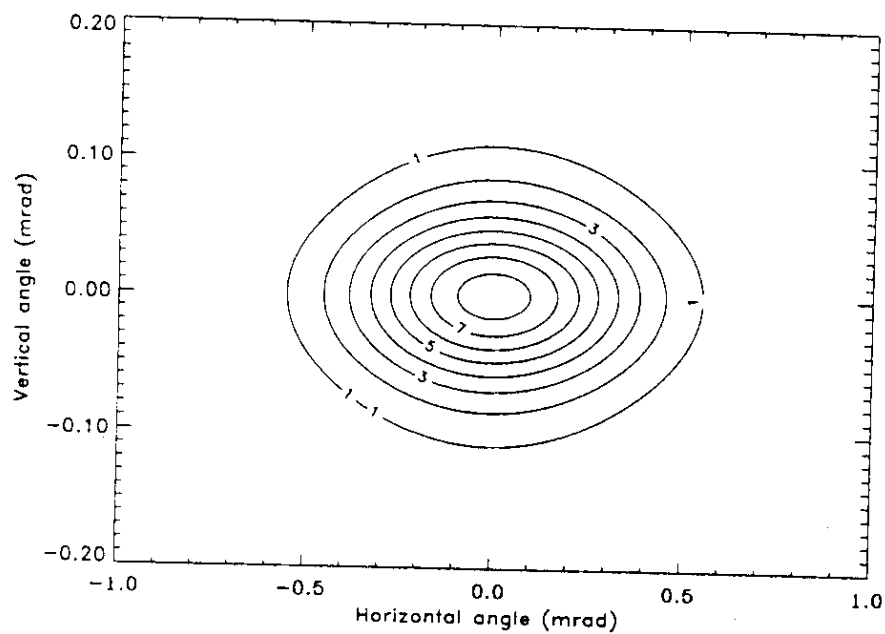
全熱負荷と熱流束の低減に効果のあるビームライン素子としては、グラファイトアブゾーバ、ベリリウム窓及び前置ミラーがある。グラファイトアブゾーバとベリリウム窓は低エネルギー側の光子を吸収する一種のハイパスフィルターであり、前置ミラーは低エネルギーの光子を反射するロウパスフィルターである。両者が効果的に使用できる場合には、全熱負荷量、熱流束をともに低減することができる。しかし、グラファイトアブゾーバでは吸収する光子のエネルギーを自由に変えることは出来ない。また吸収する光子は、低エネルギーの光子だけではなく 10 keV 以上の光子もある程度吸収することから、その厚さには限界があり、また放射光のスペクトルによってもその効果は変わる。また前置ミラーは、分光結晶と同様に熱負荷による変形の影響を受ける素子であり、ミラーそのものの熱負荷対策も分光結晶と同様に困難な問題であり、その利用は容易ではない。

NE 3 のビームラインにおける光子の吸収を計算すると、表 4-1 及び表 4-2 のようになる。K パラメータが 1.47 の場合で厚さ 0.2 mm のグラファイトの吸収熱量は 16.8 %、 $K = 2.7$ では 9.4 % 程度である。また、ベリリウム窓の吸収は、グラファイトアブゾーバの下流の厚さ 0.4 mm のベリリウムで、各々 $K = 1.47$ では

4.9 %、 $K=2.7$ では2.7 %であり、結晶に入射する放射光全パワーはグラファイトとベリリウムの無い場合に対してほぼ10～20 %低減されている。さらにグラファイトの厚さを増すと吸収量は増加するが、10 keV以上のフォトンの吸収も増加するので、あまり多くすることは逆効果となる。NE3では、10 keV以上のフォトンとともに6～8 keVのフォトンの利用も行う、このような場合にはグラファイトは薄い方がよい。

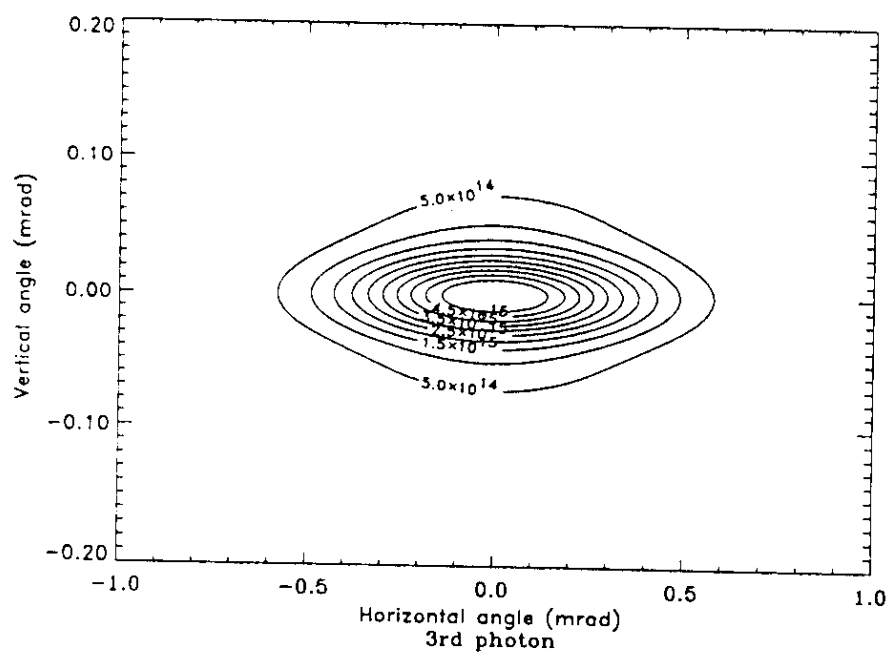
全熱負荷量の低減は、スリットにより放射光の広がりを制限することでも可能である。アンジュレータ光源においては基本波と奇数次の波長においてフォトンの輝度が卓越していて、実験ではこの波長を利用することが多い。これらの波長におけるフォトンの発散角度は、アンジュレータの特徴である干渉により、パワーの分布と比較して狭くなっている。従って、放射光のパワー分布の裾の部分をスリット等により遮っても奇数次のフォンはほとんど減少しない。NE3で行われた測定もこの現象を裏付ける。この様子を、NE3の $K=1.47$ の場合の放射光の分布で見ると、パワーの角度広がりには図5-4のようであり、3次光の角度広がりには図5-5のようになる。水平方向のパワーとフォトンの角度広がりにはほぼ同じであるが、垂直方向の3次光の広がりにはパワーのほぼ60 %になっている。エミッタンスが小さい放射光リングの場合にはこの差がもっと顕著になる。図5-6と図5-7にトリスタンMRにアンジュレーターが挿入されるときのパワーの角度分布と、基本波のフォトンの角度分布を示す。

ARのNE3の場合と比較して、さらにエミッタンスが小さくなったことにより分布における広がり差が著しくなる。このアンジュレーターの放射光パワーとフォトンの分布をもとに、光軸から垂直方向及び水平方向に積分して求めたパワーとフォトン数を図5-8と図5-9に示した。図5-8は、垂直軸に沿って積分した図であり、アンジュレータ放射の基本波のフォンは、0.002 mradまでの範囲に80 %が集中しているが、パワーは同じ0.002 mradの範囲に6 %が分布しているにすぎない。図5-9は水平方向に積分した場合であり、この場合も80 %のフォトンが集中している角度範囲には30 %のパワーが来ているにすぎない。



unit: kW/mrad²

図5-4 AR NE 3 アンジュレータ放射のパワー密度の空間分布:
K=1.47, 50mA,



unit: photons/s/mrad²/0.1%b.w.

図5-5 AR NE 3 アンジュレータ放射の光子密度の空間分布:
K=1.47, 50mA,

従って、精度の良いXYスリットによりフォトン分布の裾を一部遮ることにより、フォトン数を減らすことなく、パワーだけを約1/20に減少させることができる。さらに、フォトンの20～30%の減少を許容すれば、パワーを数十分の一に減少させることが出来る。MRのロングアンジュレータの場合にこの様な操作を行うと、全放射パワー23.3kWのうち結晶で除熱することが必要なパワーは、1kW以下とNE3の最大熱負荷量と同等になる。

このようにアンジュレータ放射の場合には、スリットの利用により全熱負荷量を減少させることができるが、熱流束は減少しない。直下型の冷却では、結晶内部の温度差は熱流束と熱負荷面と冷却面との間の距離に比例して、結晶の熱伝導率に反比例する。従って、結晶内部の温度差を小さくするためには出来るだけ熱流束を下げる事が重要である。熱流束を減少させるためには、分光器と光源の発光点との間の距離を大きく取るか、あるいは、非対称結晶を用いて入射角度を小さくする等の方法があり、スリットの利用と両立する。しかし、距離を大きく取るとは、装置のためのスペースが大きくなる、設備費用が増大する或いはビーム寸法が大きくなる等の問題があり、簡単には採用することは出来ない。

(3) 変形の補正

熱変形の強制的な修正は、機械的に剛性の小さな構造では実施しやすいが、剛性が小さいことは流体圧力による変形を受けやすいことでもある。今回製作した液体窒素冷却用の結晶は、図5-2に示すように結晶面を厚くして剛性を大きくして、圧力による変形を極力抑えることを一つの目標としている構造であり、機械的な熱変形の修正は行わない。

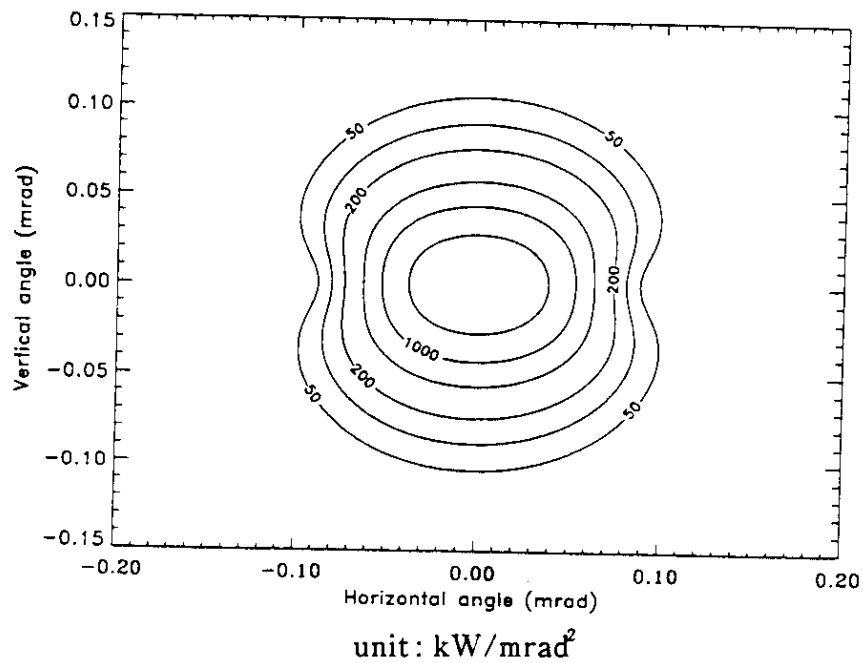


図 5・6 MR ロングアンジュレータ放射のパワー密度の空間分布
K=0.965,100mA,

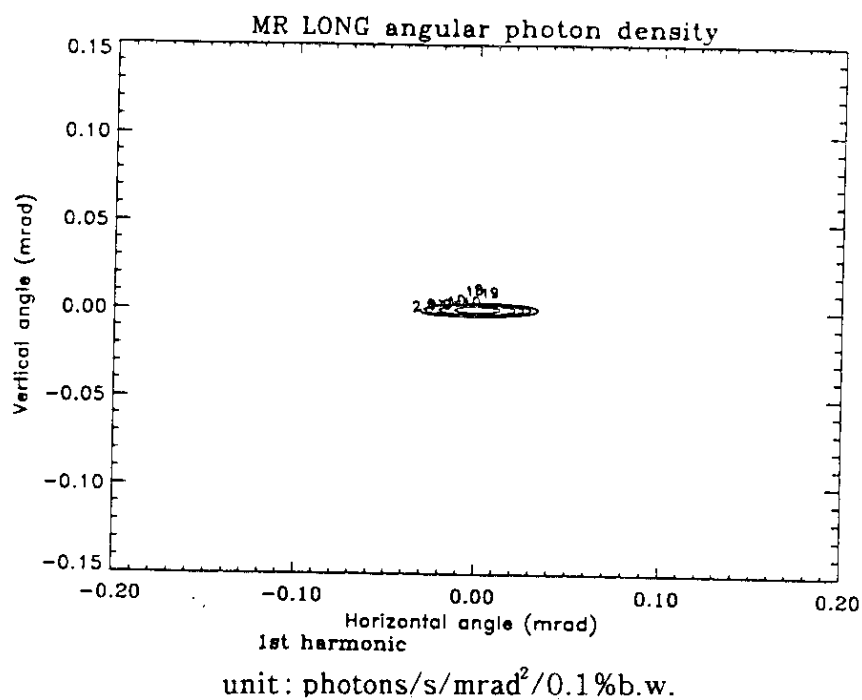


図 5・7 MR ロングアンジュレータ放射の密度フォトンの空間分布
K=0.965,100mA,

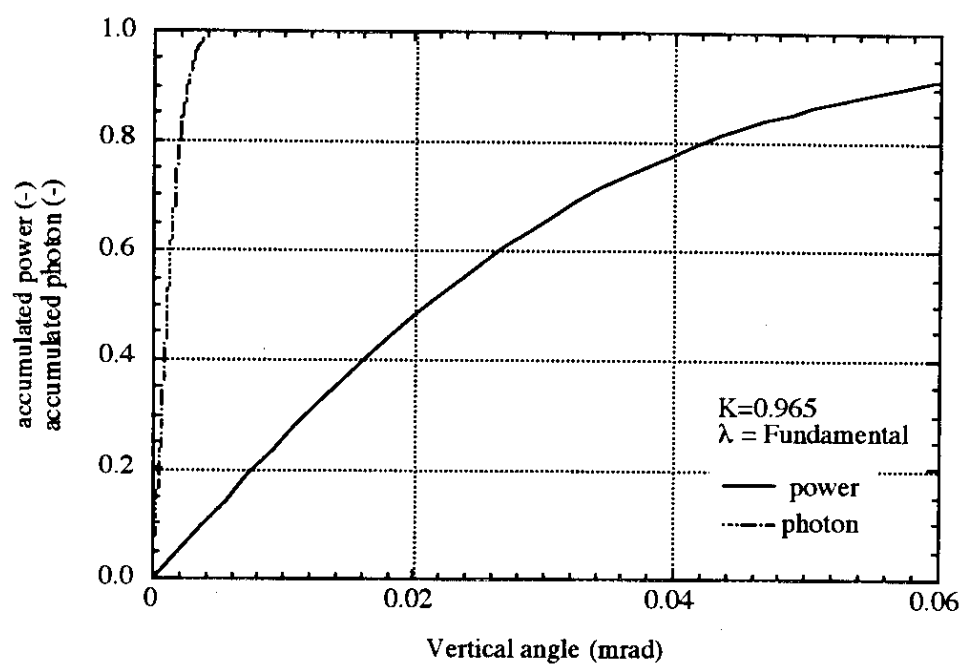


図 5・8 MRロングアンジュレータのパワー及びフォトンの積分、垂直方向

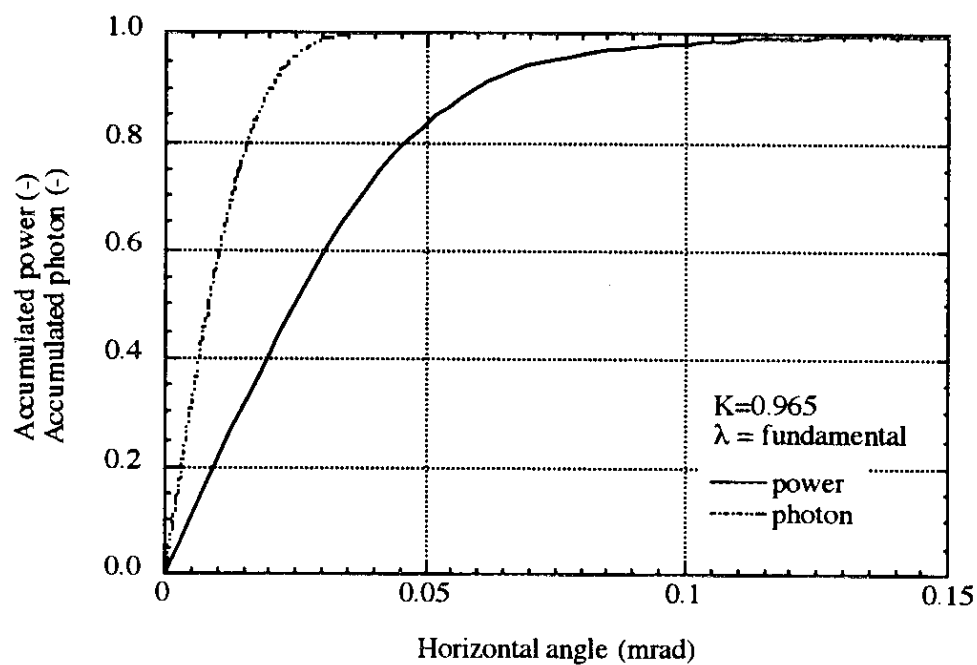


図 5・9 MRロングアンジュレータのパワー及びフォトンの積分、水平方向

5. 1. 2 液体窒素冷却シリコン結晶ホルダー

今回制作した液体窒素冷却用の結晶のホルダーを図5・10と図5・11に示す。このホルダーは、フランジにより分光器の第一結晶チャンバーの θ_1 軸に止める機構となっている。シリコン結晶はホルダー内の液体窒素に直接接触していて、接液面での液体窒素の蒸発により冷却される。液体窒素は、ホルダー底面から案内管により液面上方に供給する。蒸発した窒素ガスは上方の排気管によりホルダーから排出される。この場合の液体窒素圧力はほぼ大気圧である。液体窒素の供給量は、熱負荷量が1kWで、配管等からの侵入熱を考慮しない場合に、窒素の蒸発熱を197.6 J/gとして約18 kg/hrであるが、平均の蓄積電流が30 mAでアンジュレータのK値が1.47の場合には、放射光による入熱は220 Wであり、蒸発量は9.6 kg/dayとなる。液体窒素の供給に100 l容器を利用すると、1日に2回取り替えることになり、電子の入射に合わせて交換を行うことで実験を続けることが可能である。

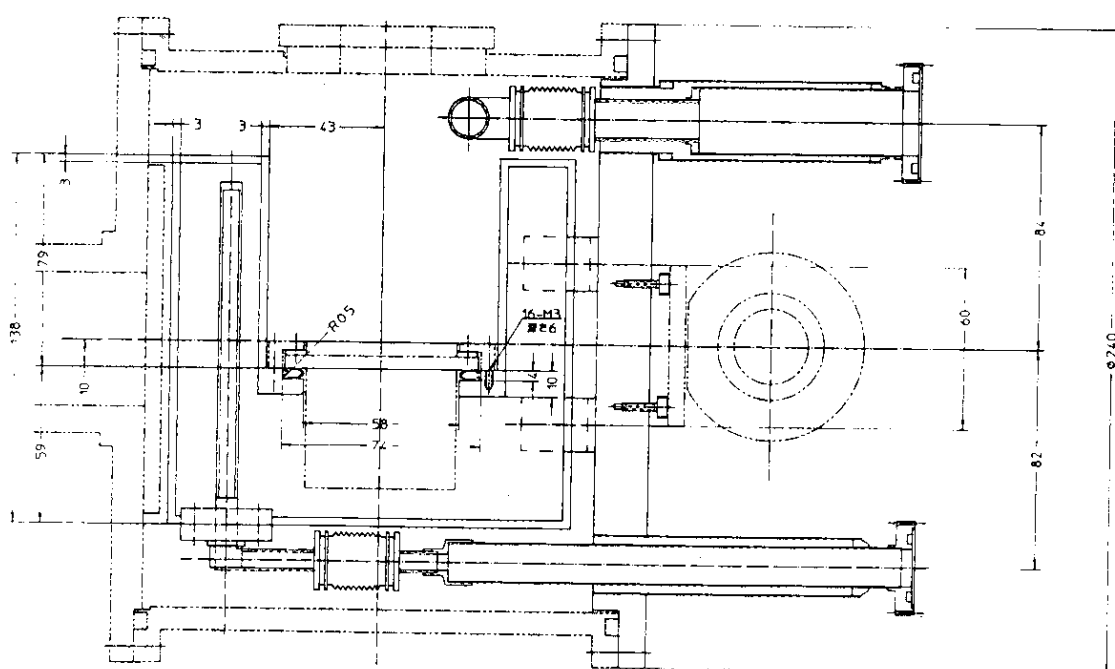


図 5-10 液体窒素冷却 Si 結晶のホルダーと真空チャンバー

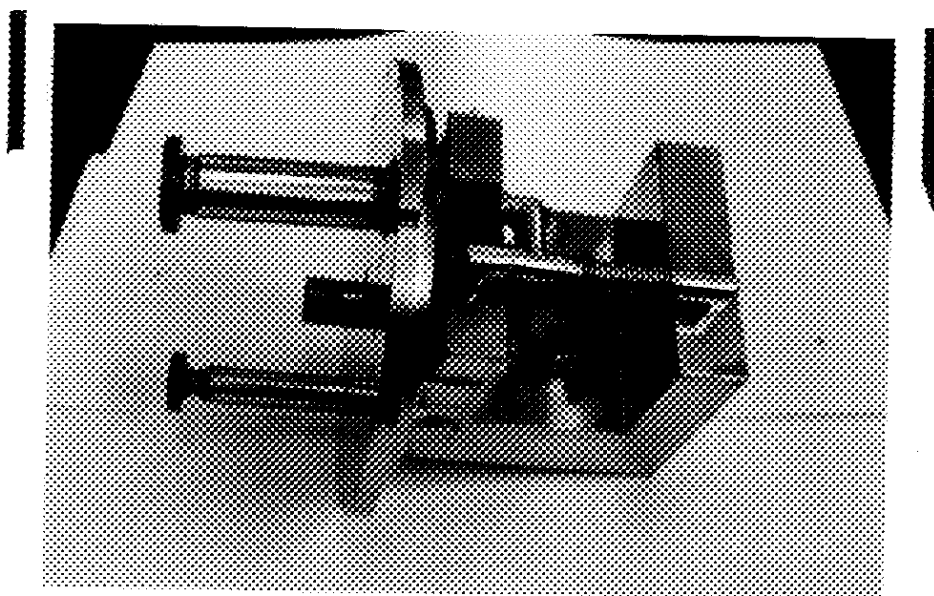


図 5-11 液体窒素ホルダー写真

5. 2 ヘリウム雰囲気下の水冷分光結晶

現在の水冷結晶では、最大熱流束では 1 W/mm^2 (このときの全熱負荷量は 185 W) が熱負荷の影響の現れない限界であり、これを超える放射光のパワーを受けると、その分の放射光は分光器の出力に現れない。長期にわたって熱負荷条件が上記の限界をかなり超える実験の場合には、ロスタイムのことを考えて、低温冷却を実用化しなければならないが、それ以下の熱流束で利用する場合には、維持管理の簡単な点から、水冷方式が適している。

水冷限界以下の結晶冷却の主な問題は冷却水の圧力により結晶が変形することによる分光性能の劣化である。その変形は1気圧以下のときに曲率半径の変化がもっとも激しいことが既に分かった。これまでの分光器は真空雰囲気となっているために、結晶には流体圧力と共に大気圧が加わっているため1気圧を超えていた。新たに製作する分光器は、水冷タイプの結晶は大気圧のヘリウム雰囲気に置く事で、結晶格子面の曲率半径の大きな条件で使用することが出来る。結晶ホルダーをフランジに取り付けたところを図5-12に示す。ホルダーは、従来NE3で使用したtype-A等を固定したものと同一であり、循環冷却器も同一である。液体窒素冷却との共用を考慮して、同一寸法のフランジに結晶ホルダーを止める形式とした。これにより、液体窒素と水冷却の結晶を簡単に付け替えて実験が行える機構となっている。

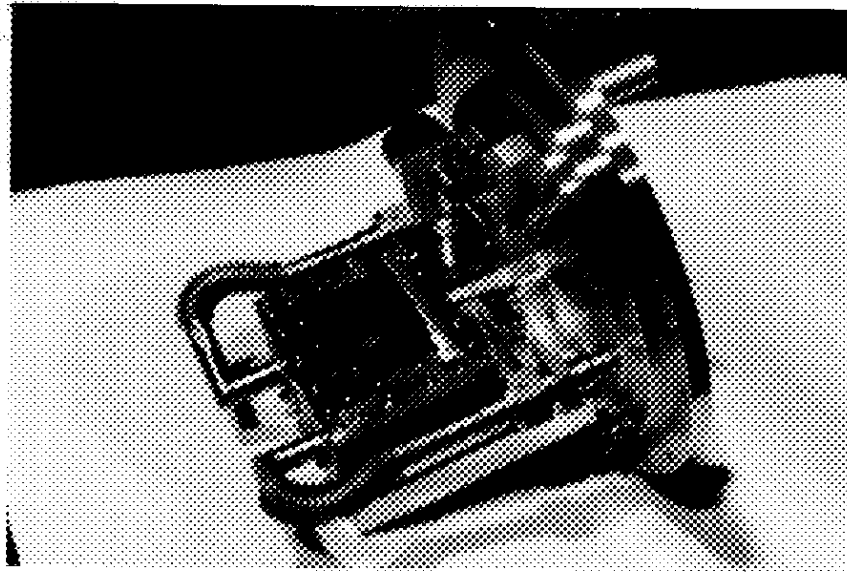


図5-12 大気圧ヘリウム雰囲気水冷Si結晶ホルダー

5.3 定出射位置式2結晶分光器

蓄積電子エネルギーが $6 \sim 8 \text{ GeV}$ となるような大形加速器においてX線アンジュレータを利用する放射光実験においては、従来の放射光実験施設における分光器では考慮する必要の無い問題が発生する。それらは、光源からのフォトン数が格段に多くなったために分光したX線が強力となり、カウンターの飽和する事をさけるためにアブゾーバを入れると、相対的に高調波が強くなり、これが基本波と区別できないことからくる光学系セティングの困難度の増加であり、もう一つは先に検討した結晶の冷却の問題である。

アンジュレータ光源の輝度は基本波とその奇数次の高調波が卓越して高く、波長を変えた実験を行う場合には分光器を調節するだけではなく、むしろアンジュレータの磁石列の間隙を調節し高調波のエネルギーを変え、これに対応するように分光器を調節することが望ましい。そのためには、調節が容易な機構で、しかもアンジュレータのギャップの変更と同期して調節が可能な方式が望ましい。

このような要求を満足させるために、光軸方向では第一結晶は固定し、第二結晶を移動させ、二結晶の平行はレーザによるコリメータで測定し、各駆動軸をコンピュータによりフィードバック制御する方式の、X線アンジュレータ用定出射位置式2結晶分光器を製作した。この定出射位置式の分光器には以下の特徴がある。

第一結晶の冷却を容易にするため第一結晶を固定し、様々な冷却方法のテストが行えるための十分な空間が取れるように、第二結晶は入射光より140 mm高いところ設置し、光軸方向に移動させることにより、定出射位置を保つ。冷却方式としては、水冷と液体窒素による冷却が可能である。液体窒素冷却の場合に問題になる侵入熱の対策では、第一結晶をベリリウム窓付きの専用の真空チャンバーに入れることで、結晶ホルダーへのヘリウムの対流と熱伝導による、熱の侵入を防いでいる。液体窒素冷却用の結晶ホルダーは、フランジで真空チャンバーに取り付けられる。真空チャンバーと真空ポンプは分光器筐体を介してフレキシブル配管により接続されている。液体窒素はフランジに取り付けられたフレキシブルな真空断熱二重管により、筐体中央上部から供給され、蒸発した窒素ガスは同様な排気用の二重管により排出される。

水冷結晶はホルダーによりフランジに取り付けられている。このフランジを液体窒素冷却用のホルダー付フランジと交換することにより、容易に液体窒素冷却と水冷の切り替えが可能である。また、水冷の場合には、取り外し可能なベリリウム窓を外すことにより、真空チャンバーをヘリウム雰囲気の大気圧としている。この真空チャンバーを設けたことで、第1結晶と第2結晶とが接触しないためには、入射放射光と出射光の光軸間隔を140 mm以上離す事が必要であった。さらに、結晶への入射角を3度から30度まで可変とするために、第二結晶の水平移動範囲は1250 mmとした。このことから、分光器全体は大きめのものとなったが、光軸の間隔が広がった事によりリングからくる γ 線の遮蔽は容易になっている。

分光器の構成を図5-13に、カバーを外した全体写真を図5-14に制御系のフロー図を図5-15に示す。液体窒素冷却時の第一結晶チャンバー内を除き、分光器全体が大気圧のHe雰囲気であり、真空にした場合に比べて駆動装置の精度が維持し

やすくなっている。第一結晶の駆動軸は θ_1 軸以外にZ軸と ϕ_1 軸を可動とした。第二結晶はリニアモータにより光軸方向の移動を行い、さらに、 θ_2 軸と ϕ_2 軸を可動とした。入射角度を変える場合の二結晶間の平行度は、各 θ 軸上で各々の結晶面に垂直になるように設置したミラー面と、分光器のベースに固定したミラーとを介してレーザオートコリメータにより測定する、二つのミラー面の平行からのずれにより求める。この角度のずれは、コンピュータにより θ_2 軸の駆動モータのパルス送り量を制御して一定値以下になるようにしている。このようにする事で、エネルギーをスキャン時に全範囲で常に分光出力を見ることが可能になっている。また、二結晶のなす角度は、コントロールプログラムに読み込むための、データファイルとして与えられたoffsetの値に対して1秒以下に維持されるため、ファイルの値として適当なoffset値を与える事で、高調波の影響を無くすることが可能である。結晶の角度の設定、スキャンの条件の設定は、分光器に接続されたコントロール用の計算機とは別の計算機を用いて遠隔にて行う。このようなコンピュータによる制御を行うことにより、アンジュレータのギャップの変更と同期させて、結晶の角度を変えることが可能であり、常にアンジュレータのピーク波長に合わせて分光出力を得ることができる。

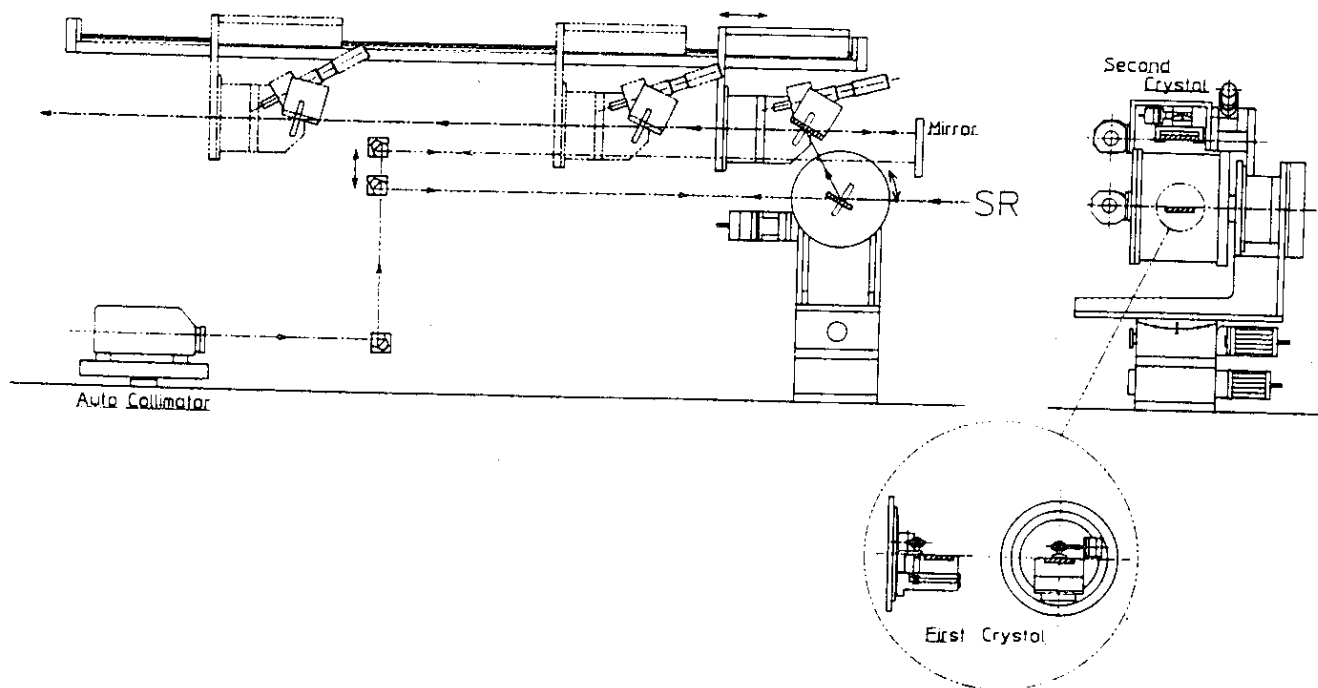


図 5-13 分光器の構成図

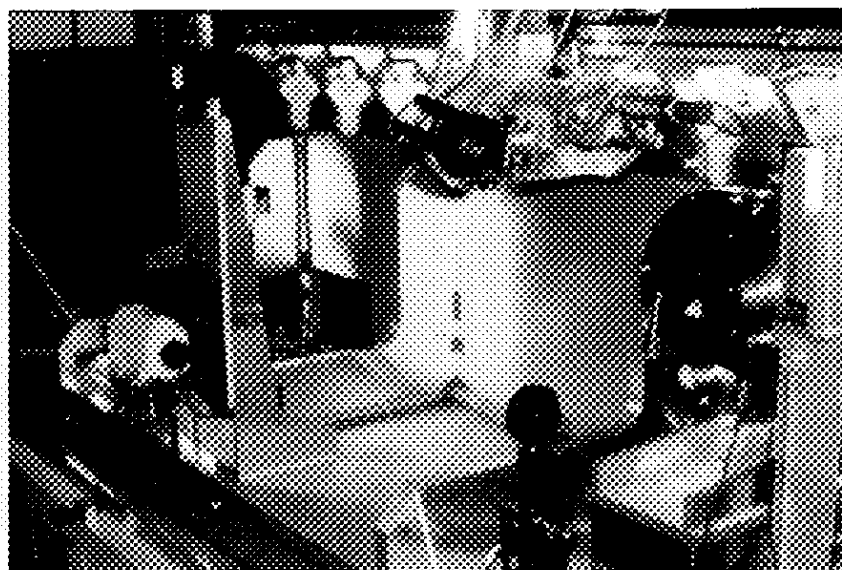


図 5-14 分光器内部の写真

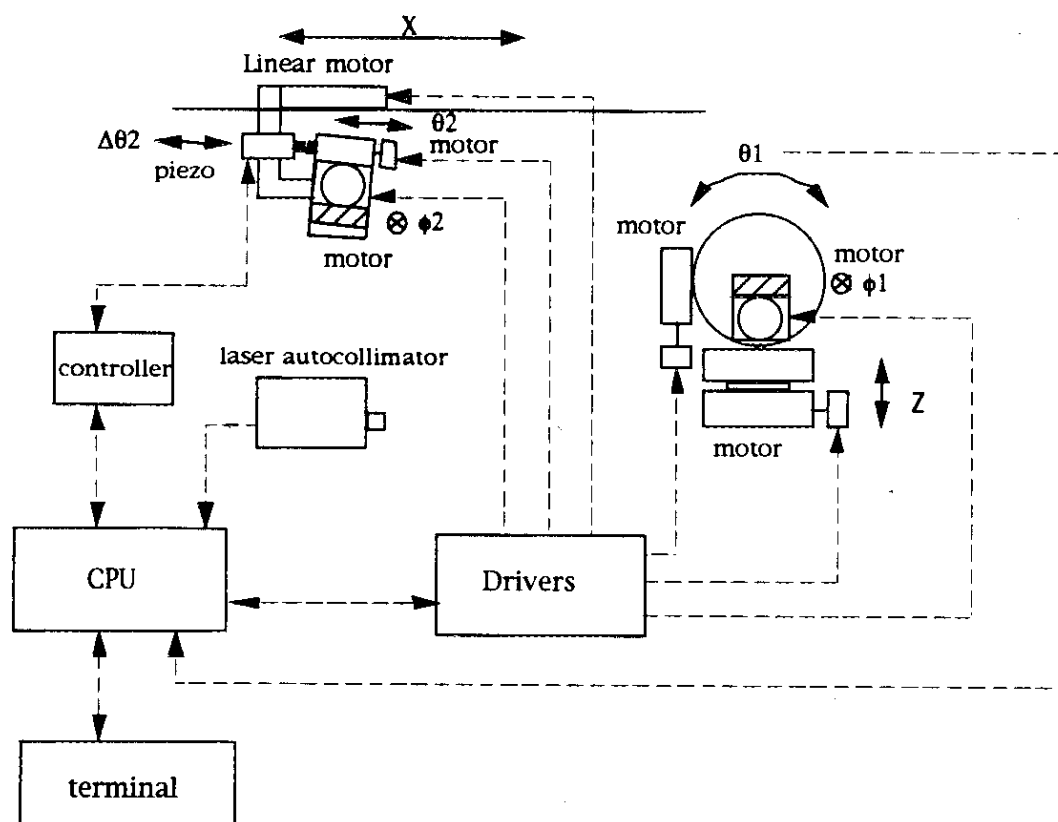
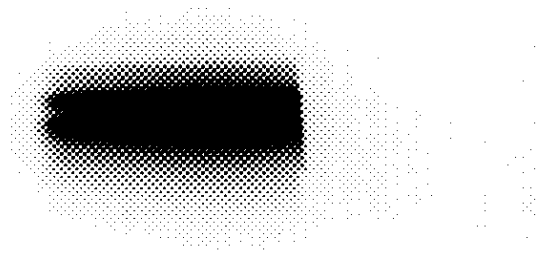


図 5-15 分光器駆動部の制御の構成図

5. 4 実験

5. 4. 1 液体窒素冷却結晶

液体窒素の供給は、ホルダー内部に設けたレベル計により液体窒素の液面を監視してバルブの開閉により行う。結晶の上方側面に設けた熱電対による測定温度が、 -170°C 以下になったことを確認して放射光シャッターを開き、結晶への放射光の入射をおこなった。放射光の結晶への入射角度は 7.9° で一定とした。アンジュレータのKパラメータを $0.96 \sim 2.7$ の間で調節することにより、結晶の熱負荷量を $59 \sim 815\text{ W}$ の範囲で、最大熱流束を $0.35 \sim 4.3\text{ W/mm}^2$ の範囲で変えた。この場合の冷却面における平均の熱流束は $0.005 \sim 0.069\text{ W/mm}^2$ である。この実験中における液体窒素の供給は、比較的熱負荷量の小さな場合においては順調であるが、 $K=2.7$ の場合では供給が不足する場合もある。この状況に対応して、結晶上部側面の測定温度が変動し、 $-170 \sim -160^{\circ}\text{C}$ の指示が -150°C 以上に上昇する事がある。この場合は、液体窒素容器内の供給圧力を高めに設定し直すことにより実験を続行した。この熱負荷条件において第二結晶の θ 軸を回転させてロッキングカーブを測定した。分光器第二結晶を4秒ずつ回転させて取った第一結晶のトポグラフを図5・16に示す。ロッキングカーブの一例を図5・17に示す。この場合の全熱負荷量は 790 W で最大熱流束は 4.2 W/mm^2 であり、ロッキングカーブのFWHMは6.9秒である。熱負荷量を変えた場合は図5・18に示すように、熱負荷量の少ないときには7～8秒であり、熱負荷が増すことにより多少大きくなる傾向が見られるが、 800 W を越える熱負荷においても7～10秒とほとんど広がらず、十分に冷却されていて、同図中に比較のために示した水冷却の場合は熱負荷が 400 W になると急激に広がり冷却が破綻しているのとは対照的である。中間の熱負荷において見られるFWHMの広がる傾向は、液体窒素の供給が十分でなかったことが原因であり、液体窒素の冷却限界を示すものではない。



$\Delta\theta = 4\text{arcsec}$

10mm

図 5-16 液体窒素冷却 Si 結晶のトポグラフ

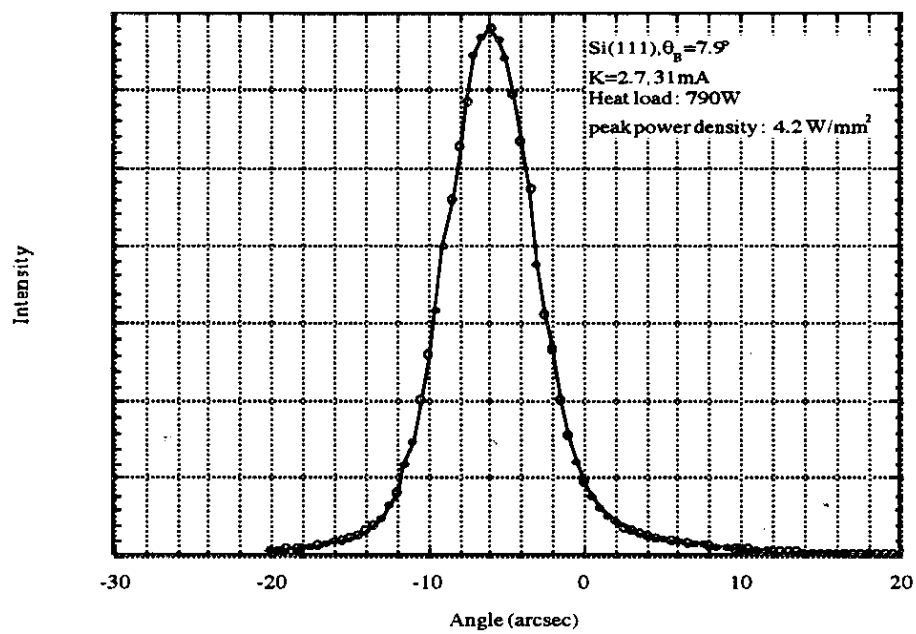


図 5-17 液体窒素冷却 Si 結晶のロッキングカーブ

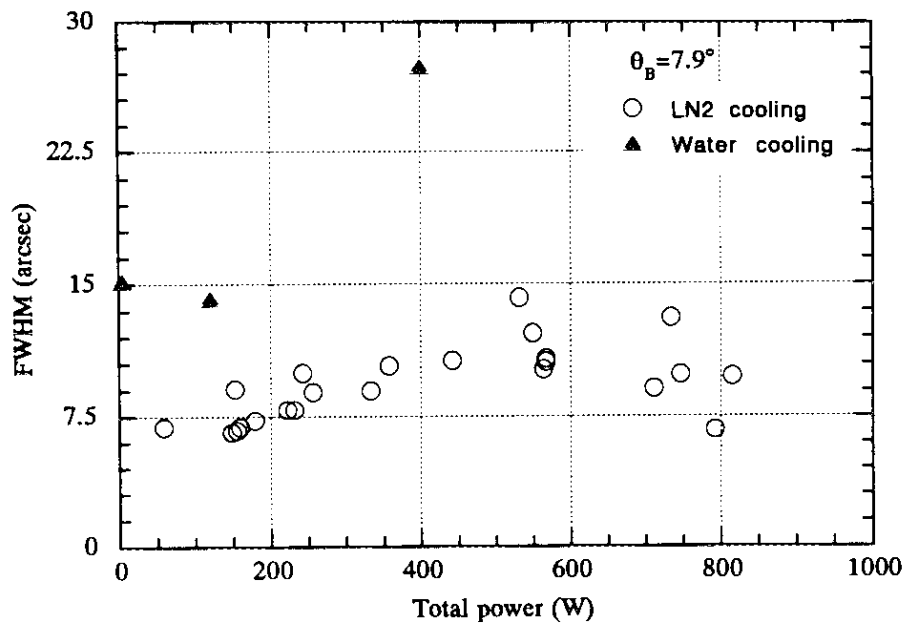


図5・18 液体窒素冷却Si結晶の放射光による熱負荷量とロッキングカーブのFWHM

最大熱流束をほぼ一定に保持して熱負荷量を変えた場合の結果を図5・19に示す。今回の実験では、Kパラメータを2.7に一定として、最大熱流束を4～2.7 W/mm²の範囲に維持した。全入射パワーは分光器直前の水平スリットの開き幅を変えることにより750W～120Wの範囲で変えた。FWHMの値に多少のばらつきは有るが、ほぼ6～7秒で熱負荷量の影響は見られない。以上のことから、図5・2に示す液体窒素冷却の分光結晶は、今回の実験における最大熱負荷である、最大熱流束では4.3 W/mm²まで、全熱負荷量で800Wまでは熱による影響が見られないことが判った。

ただし、液体窒素の供給は熱負荷が大きくなり蒸発ガスが多くなると、不安定になる傾向にある。これは、窒素の配管が第一結晶の回転とともに撓むことが必要であり、しかも断熱を良くするために、真空排気されたステンレス製の2重管としたことにより、排気管の内径が13mmと細く、入熱が800Wの場合で計算すると蒸発窒

素ガスの流速は 6.3 m/s と早くなり配管抵抗が増大して、液体窒素の供給が妨げられたことが原因である。また、液体窒素の蒸発が多くなると液面が流動化して、蒸発ガスに同伴して飛散する液体も多くなり、蒸発量に対してかなり多くの供給量が必要になることも観察されている。

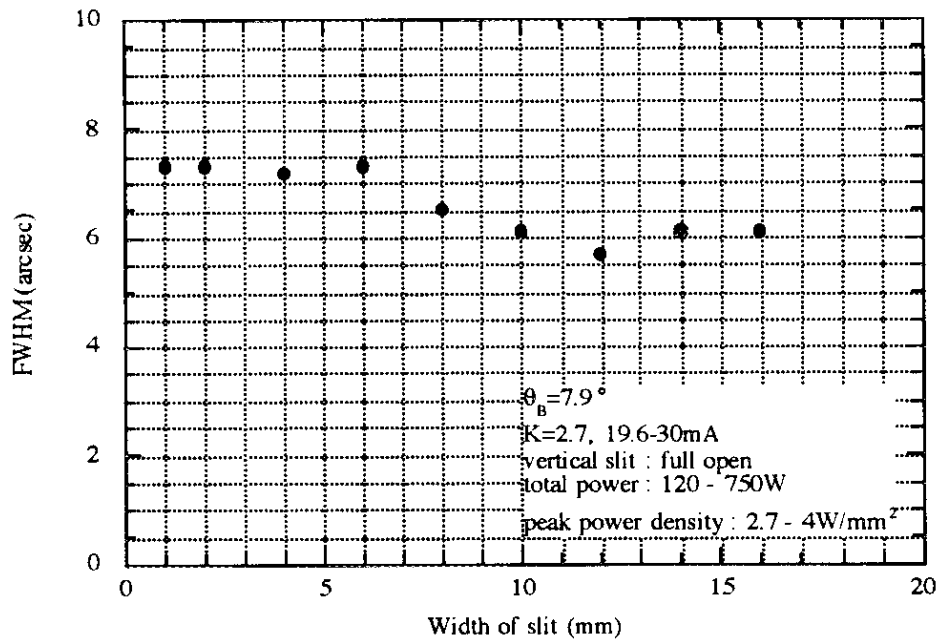


図 5-19 スリット幅を調節した場合の液体窒素冷却 Si 結晶のロッキングカーブの FWHM

5. 4. 2 ヘリウム雰囲気下の水冷分光結晶

図 5-20 に第二結晶の θ 軸を回転させて測定したロッキングカーブを示す。結晶の形状は、図 4-11 に示した type-C である。FWHM は、全熱負荷が 180 W、最大熱流束が 1.0 W/mm^2 では 7.5 秒である。全熱負荷が、340 W、550 W と増すことにより FWHM も 9.0 秒、10.5 秒と大きくなり、ロッキングカーブの形状も変化してきているが、真空雰囲気中のシリコン結晶で測定した

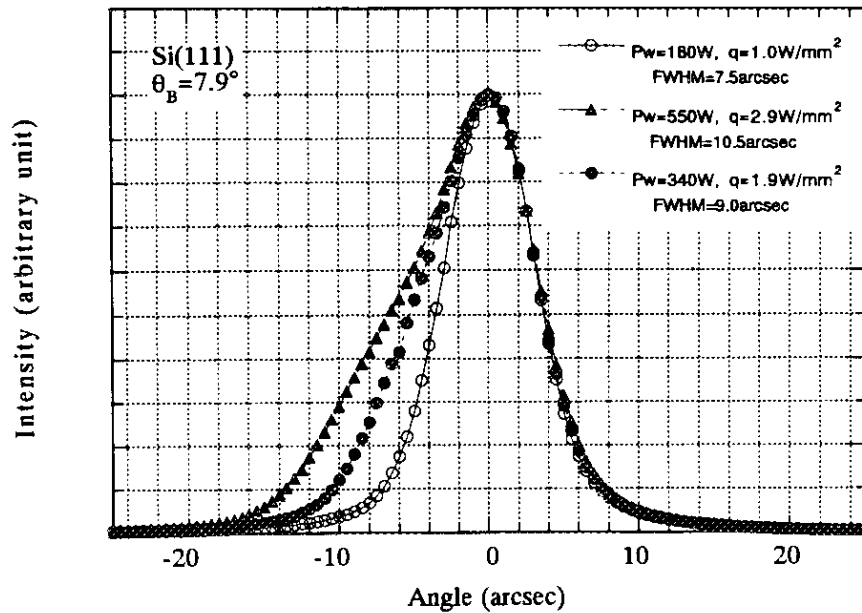


図5-20 大気圧He雰囲気における水冷Si結晶のロッキングカーブ

図4-8及び図4-9に示すロッキングカーブのFWHMと比較すると、ロッキングカーブの変形の程度は、全熱負荷が550Wと大きな場合においても真空雰囲気の結晶に比較して良くなっていて、結晶の変形の程度が改善されていることが判る。従って、反射面の薄い直接水冷結晶の冷却水圧力による変形は、冷却を大気圧雰囲気で行うと明らかに改善されることが解る。

5. 4. 3 定出射位置式2結晶分光器

第一結晶の角度を変えている間の第二結晶との平行度の誤差を、レーザオートコリメータにより各結晶の回転軸に取り付けたミラー同士の平行からのずれとして検出して、計算機に取り込んだ。第一結晶の角度を 26° から 3° まで変えた場合の平行からのずれ角度を図5-21に示す。スキャンに要した時間は30分であり、フィードバックをかけない場合には全範囲で ± 10 秒の角度差があるが、ピエゾによるフィードバックをかけることにより ± 2 秒程度に抑えられている。

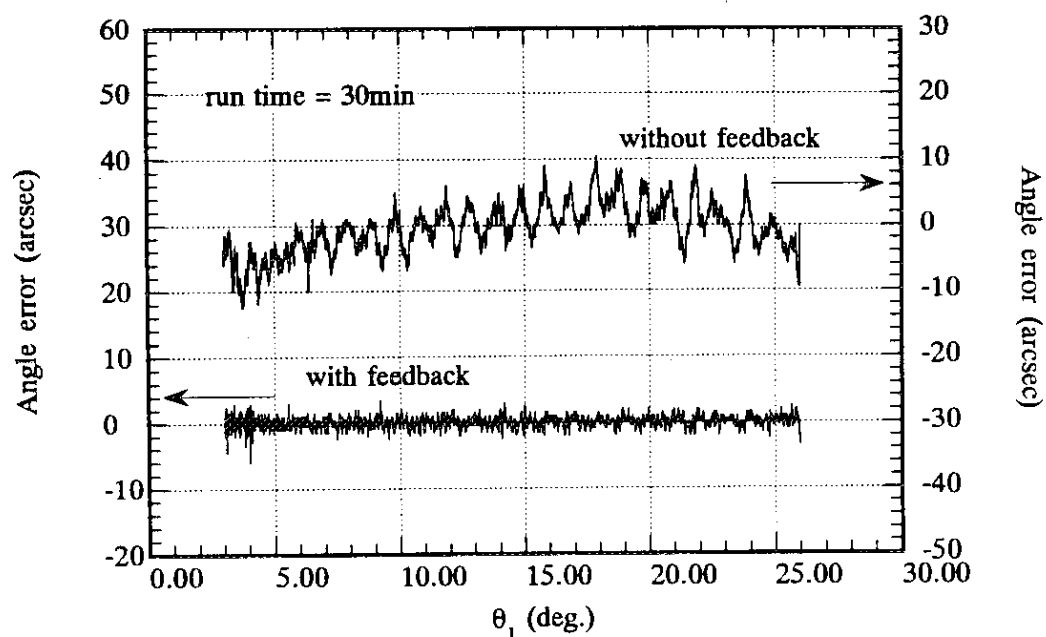


図5-2 1 θ_1 の θ_2 にたいする角度誤差

図5-2 2と図5-2 3は角度誤差を頻度として示した図であり、スキヤンの時間はそれぞれ12分と30分である。角度誤差の標準偏差は、スキヤン時間が12分の場合ではフィードバック無しでは3.1秒、フィードバックを行った場合では1.1秒であり、スキヤン時間を長くして30分とした場合にはフィードバック無しで2.2秒、フィードバックをかけた場合では0.71秒となり、スキヤン時間が30分であれば全範囲にわたって、誤差を1秒以内に抑えられていることが確認できた。

このスキヤン操作において、どの程度スペクトルの測定が出来るかを、X線の光源としてモリブデンの管球を使用して特性線の分離を行った。スペクトル測定の結果を図5-2 4に示す。駆動速度は、 $3 \sim 30^\circ$ を12分でスキヤンする高速モードで行った。その結果はモリブデンの特性線である $K\alpha_1$ 、 $K\alpha_2$ 、 $K\beta_{1,3}$ と $K\beta_2$ がそれぞれ分離して現れ、放射光のスペクトル測定でも問題はないと考えられる。

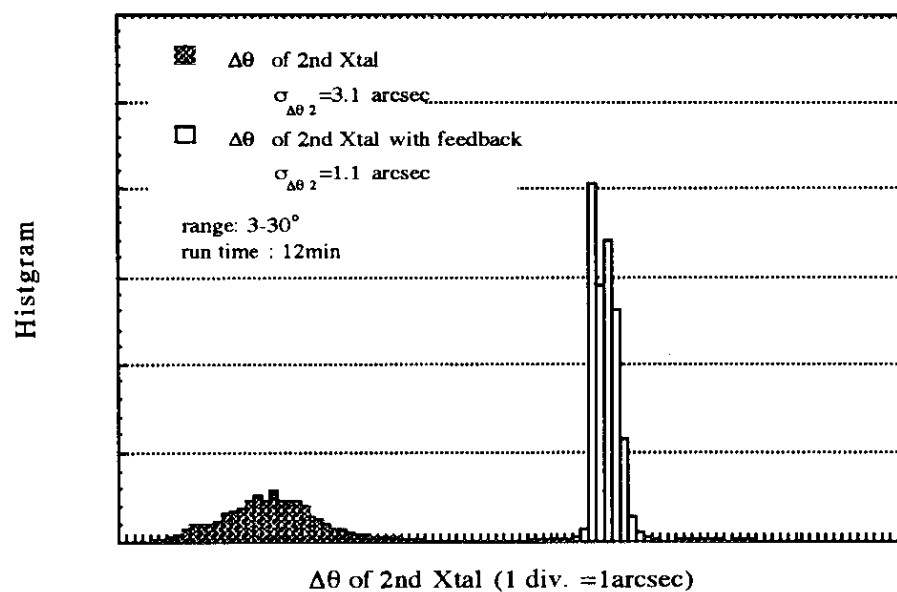


図 5 - 2 2 $\Delta\theta_2$ 偏差のヒストグラム, run time=12min

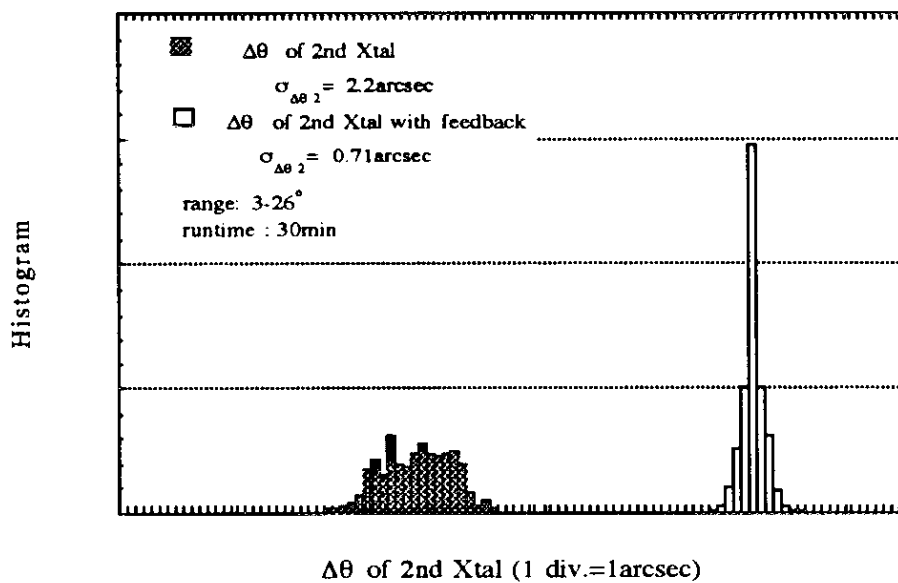


図 5 - 2 3 $\Delta\theta_2$ 偏差のヒストグラム, run time=30min

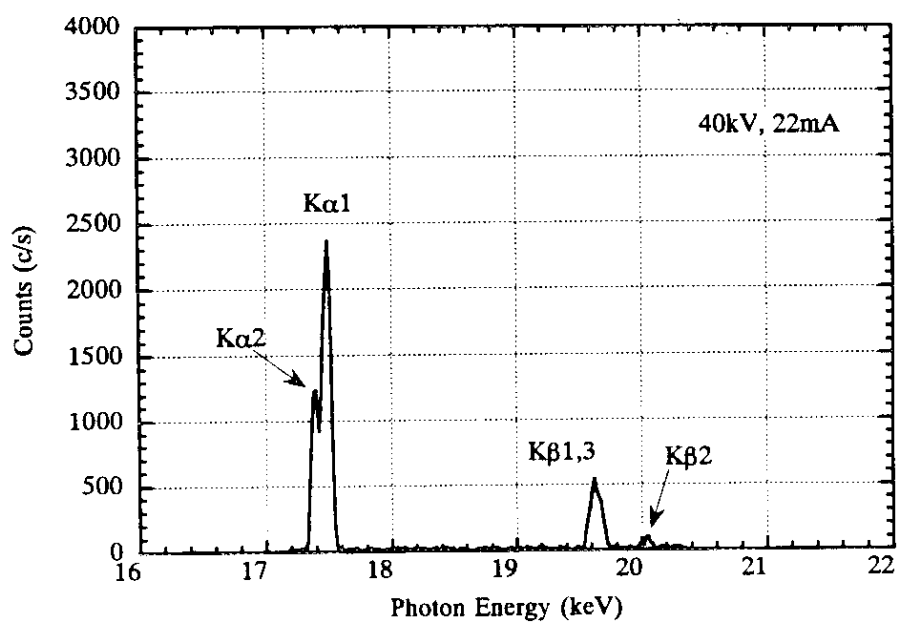


図 5・2 4 Mo管球スペクトルの連続測定結果

5. 5 まとめ

(1) 液体窒素冷却分光器第一結晶の冷却

フィン付きの水冷結晶の冷却の限界は結晶表面での最大熱流束で 1 W/mm^2 である。また、この熱負荷を冷却するために結晶表面直下にまで冷却流路を加工した結果、結晶全体の変形とは別な、冷却材圧力による冷却流路上の結晶面の変形が発生している。この冷却材圧力による変形が発生しないように、変形を受けにくい厚肉の結晶を使用して、しかも、高い熱流束に対して冷却効果の期待できる結晶冷却とは、高い熱伝導率の結晶を用いた冷却方法である。これらの要求を満足する冷却方法としてシリコン結晶の液体窒素冷却の試験を行った。また、そのための分光器を制作した。

ARのNE3のビームラインにおける試験結果では、試験条件での最大熱流束である 4.3 W/mm^2 を負荷しても、ロッキングカーブの形状が崩れることはなかった。また、トポグラフにも水冷結晶に見られるような畝状の縞は見られず、効果的な冷却方法であることが確認できた。またこの時の最大熱負荷量は 815 W である。

また、NE3のアンジュレータより一桁以上大きな熱負荷量となるMRのロングアンジュレータでは、低エミッタンスの大形放射光施設の光源の特徴である垂直方向の角度発散が小さな基本波と、その奇数次の高調波の利用を前提とすると、フォトンの広がりとパワーの広がりとの差が大きく、この差を利用してパワー分布の裾をスリットで切ると、結晶に負荷される熱負荷量を 1 kW 以下とすることが出来る。したがって、熱負荷量の点からは、液体窒素冷却によるシリコン結晶は大形放射光施設のアンジュレータ光源用分光器として利用できると考えられる。ただし、図5・18の実験結果に見られるように、今回制作したシリコン結晶ホルダーは容量が小さいために、熱負荷が増えると液体窒素レベルが変動しやすく、これが原因の分光結晶の特性の劣化が認められる。この供給のむらを無くすようなホルダーの形状、液体窒素の供給とガスの排出方法を開発することが必要である。

(2) ヘリウム雰囲気下の水冷分光結晶

ロッキングカーブのFWHMは、真空雰囲気下での水冷結晶に比較してはば

半分ほどになり、結晶表面に大気圧を負荷したことによる効果が確認できた。しかし、最大熱流束が 1 W/mm^2 を越えるとロッキングカーブの形状が崩れはじめることから、冷却可能な最大熱流束は真空雰囲気の水冷結晶と差がないと考えられる。したがって、この冷却方法は、熱流束が 1 W/mm^2 以下のビームラインでの使用において、取り扱い、保守ともに簡単で信頼性があり適している。

(3) 定出射位置式2結晶分光器

第一結晶の角度で $2.6^\circ \sim 3^\circ$ の範囲を30分でスキャンした場合において、計算機によるフィードバック制御の効果を試験した結果、第一結晶と第二結晶の角度差の変動は 1σ で0.71秒と計画した2秒以下になっていることが確認された。またX線管球を光源として、モリブデンの特性線のスペクトルを連続駆動により分光したところ、特性線の $K\alpha_1$ 、 $K\alpha_2$ 、 $K\beta_{1,3}$ と $K\beta_2$ がそれぞれ分離して記録され、分光器の機械と制御システムを完成することが出来た。

6. 検討

6. 1 分光器第一結晶の冷却

NE 3 のビームライン立ち上げ後最初の実験である、 ^{57}Fe のメスバウアー実験においてフィン付き水冷結晶を分光器第一結晶として使用すると、リングの最大蓄積電流値で 25 mA 以上ではロッキングカーブの形状が崩れて、分光出力も頭打ちになる。しかし、当初の AR における最大蓄積電流値は 30 mA であり、電子の入射後ビームラインの実験開始までの間に電流が減衰することから、実用上では問題にならなかった。蓄積電流値が 25 mA における熱負荷は実測によれば、結晶表面における熱流束で 1 W/mm^2 、全熱負荷量では 185 W である。

その後 AR の最大蓄積電流値は 40 mA に増大され、光源からの放射光子数が 1.3 倍に増加したが、入射後 40 mA から 25 mA までの間の分光出力は入射する光子数に対してかなり低い値となり、蓄積電流値を引き上げた効果が十分には生かされていない。将来的には、蓄積電流値は 50 mA ないし 100 mA にまで大きくすることが計画されている。蓄積電流値で 100 mA の場合における結晶表面の最大熱流束は、現在の水冷結晶が分光特性の劣化を起こさない約 1 W/mm^2 に対して 4 倍の 4 W/mm^2 になる。この場合には光源からの光子数は増加しても、結晶の冷却が不十分となり分光出力が飽和して、その 25 % の出力しか利用できないことになる。さらに今後予定されている実験では、利用する光子のエネルギーが変わり、このエネルギーに対応してアンジュレータ光源の K パラメータ変えた場合には、結晶の熱負荷が大きくなる場合もある。

そこでさらに大きな熱負荷に耐えられる結晶と、その冷却方法について検討する。水冷による直接冷却結晶では、表面温度を下げることを目的として表面を薄くしたが、その結果、冷却水圧力により結晶表面が変形するという欠点が現れた。そこで、この変形が小さくなるような、剛性が大きくしかも結晶内の温度差を小さく保つことの出来る分光結晶とその冷却システムとして、液体窒素冷却をしたシリコンを第一結晶とする分光器を制作した。この液体窒素冷却シリコン結晶に最大熱流束で 4.3 W/mm^2 全

熱負荷量では815Wまで負荷して試験を行い、分光特性の劣化の無いことを確認した。しかし、今後の実験においてはさらに大きな熱負荷が予想される。そこで以下に於いて、液体窒素冷却の限界を全熱負荷量と熱流束に分けて検討する。

(1) 全熱負荷量

液体窒素冷却シリコン結晶における冷却可能な最大熱負荷量を決めるのは、冷却面でのバーンアウトである。液体窒素のプール沸騰におけるバーンアウト熱流束は(5-1)式で計算できて 0.19 W/mm^2 になる。これは結晶面に負荷される熱流束と比較して一桁以上小さな値であり、直下冷却式の結晶冷却は不可能である。しかし、結晶を大きくする、あるいはフィンを付けるなどの方法で冷却に寄与する表面積を拡大することにより、冷却面の熱流束を下げることで冷却が可能となる。

図5-2のモデルの冷却面積は、液体窒素との接触面と考えると $11,000\text{ mm}^2$ 以上になる。表面が一樣な熱流束であれば $2,000\text{ W}$ までは冷却が可能であるが、

図5-3に示した有限要素法による温度計算結果に見られるように冷却面温度は一樣ではない。この計算では熱伝達率としてプール沸騰における核沸騰熱伝達率を

(5-2)式で評価して用いているが、全熱負荷が 790 W の場合で冷却面の最高温度は 95 K であり5.1.1章で計算したバーンアウト面の温度 97 K に近く、この形状においては 800 W の熱負荷量がほぼ限界であることがわかる。

この冷却可能な熱負荷量は、NE3の光源の最大放射パワーの 2.5 kW (蓄積電流で 50 mA)や、MRのロングアンジュレータの 23.3 kW と比べて小さい。そこで、結晶が 1 kW 以上の熱負荷量を受ける場合についての対策を考える。

図5-2のモデルにおける冷却面のきり欠きを2~3と増やすことにより、結晶の熱伝達面を拡大することができて、 $1\sim 2\text{ kW}$ であれば対応できると考えられる。

さらに大きな、 10 kW あるいは数十 kW の熱負荷に対しては、冷却方法の再検討が必要になる。しかし、大型放射光施設は低エミッタンスが特徴であり、5.1.1章で検討したようにその極限に位置するMRのロングアンジュレータからの放射光では、

基本波とその奇数次の高調波の角度広がり、放射パワーの角度広がりに対して極端に狭い（図5-6及び図5-7）。そこで、結晶前方に精密なスリットを設けて放射パワー分布の裾を切ることで、結晶で分光する光子はほとんど損失することなく入射パワーを1kW以下にすることができる。ARのNE3のように、リングのエミッタンスが比較的大きいために角度発散の大きな放射光光源についても、スリットを使用することにより数十%のパワーの低減が可能であり、大型放射光施設におけるアンジュレータを光源とするビームラインでは、分光結晶では1kW程度の熱負荷を除熱する事ができれば良いと考えられる。従って、液体窒素のプール沸騰による低温冷却シリコン結晶は、今後の大型化した放射光施設のアンジュレータビームラインにおける分光結晶として十分実用的である。

（２） 熱流束

分光結晶の分光性能からみた熱負荷限界は、その熱負荷により結晶の分光特性が劣化し、出力の横這いまたは分解能が低下し始める熱負荷量である。実験観測からこの劣化する過程は連続的な変化であり、バーンアウトのような不連続的な変化は現れない。ところで、分光結晶の熱負荷に関連した劣化の機構としては、図6-1に示すように結晶全体の曲がり(bending)と放射光の照射部の部分的な膨らみ(bump)及び、結晶格子面間隔の広がりがあると言われている⁶⁶⁾。これらは、ともに結晶内部の温度の不均一により生ずるもので、結晶内での熱膨張が不均一であることによる。

結晶の表面と冷却面における温度差による熱膨張の差から生ずる結晶の曲がり(bending)の曲率半径 ρ (m) は、(3-6) 及び (3-7) 式から求めた直下冷却型の結晶の表面温度 θ_s (°C) と冷却面温度 θ_w (°C) の温度差を求める (6-1) 式から (6-2) 式のように計算することができる⁶⁶⁾。

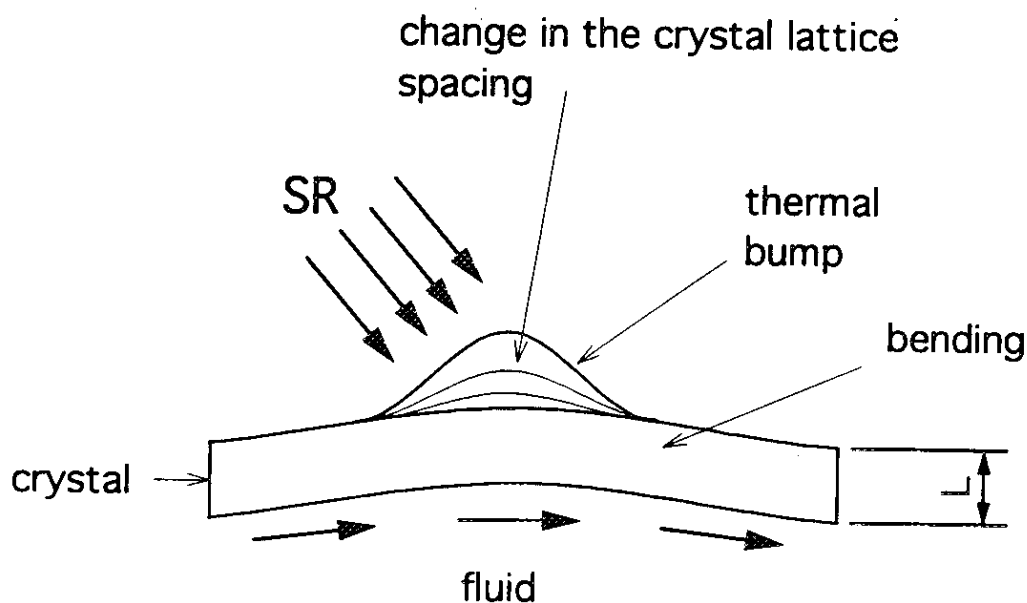


図 6-1 結晶の熱変形

$$\theta_s - \theta_w = q L / \lambda \quad (6-1)$$

$$\rho = L / \beta (\theta_s - \theta_w) = \lambda / \beta q \quad (6-2)$$

ここで、 q は熱流束(W/m^2)であり、 L は結晶の厚さ(m)、 λ は結晶の熱伝導率(W/mK)、 β は結晶の線膨張係数($1/\text{K}$)である。(6-2)から、結晶の厚さ1mmについて1Kの温度勾配があり、 β をシリコンの300Kにおける $2.6 \times 10^{-6} (1/\text{K})$ とすれば、曲率半径は380mとなる、また、熱流束をNE3の水冷結晶の冷却の限界である $1.0 \text{ W}/\text{mm}^2$ とすると、300Kのシリコン結晶の熱伝導率を $0.148 \text{ W}/\text{mm}^2\text{K}$ として曲率半径は57mと求めることができ、有限要素法とX線管球を光源として測定した、冷却材圧力による変形の曲率半径(図4-10)と比較して数分の1と小さく、温度の勾配により結晶に生じる変形の大きなことが解る。

膨らみ(bump)は、結晶表面に負荷される熱流束の空間的な分布により、表面と冷却面間の温度差がこの熱流束の分布に対応して面内で分布することで生ずる結晶厚さ方向の熱膨張の差であり、山形の変形である。これを、結晶の放射光光軸方向の熱流束の分布による結晶長手方向の、結晶表面と冷却面との間の温度差の分布による熱

膨張の差であると考え、結晶内部の温度差を考慮すれば良い。結晶面と冷却面間の温度差を、(6-1)式で計算して、熱流束の光軸方向の分布をガウス分布と仮定すると熱負荷の中心における曲率半径は以下ようになる。

$$\rho = \lambda \sigma^2 / \beta q_0 L^2 \quad (6-3)$$

ここで、 q_0 は最大熱流束(W/m^2)であり、 σ は結晶表面における放射光の広がり標準偏差(m)である。 q_0 を $1.0 W/mm^2$ 、 σ をNE3の分光器第一結晶において入射角度 7.9° の場合の $6.9 mm$ とすると曲率半径は $2700 m$ となり、曲がりの場合と比較して影響は少ない。

格子間隔の広がり影響は、結晶内の厚さ方向の温度勾配による膨張の差が原因であり、曲がり、或いは膨らみの場合とは異なり結晶の厚さの影響はなく、結晶表面から、(6-4)式で表される放射光の結晶での消衰距離⁶⁷⁾ $\ell_B(m)$ 程度までの深さの格子間隔の変化が影響する。

$$\ell_B = \frac{v_c}{4|P|dr_e|F_g|} \quad (6-4)$$

ここで、 v_c は結晶の単位格子の体積(m^3)であり、 P は偏光因子、 d は面間隔(m)、 r_e は電子の古典半径(m)、 F_g は結晶構造因子である。入射光子のエネルギーが $14.4 keV$ で、シリコンの(111)面の反射において、 $v_c = 1.60 \times 10^{-28} m^3$ 、 $F_g = 10.66$ とすると⁶⁸⁾ ℓ_B は約 $4.3 \mu m$ となる。

消衰距離 ℓ_B までの結晶格子面の間隔の誤差 $\Delta \ell$ と、それによる反射角度の誤差 $\Delta \theta_B$ は以下の式で求められる。

$$\Delta \ell = \beta (\theta_s - \theta_w) \ell_B / L = \beta q \ell_B / \lambda \quad (6-5)$$

$$\Delta \theta_B = -\Delta \ell \tan(\theta_B) = -\beta q \ell_B \tan(\theta_B) / \lambda \quad (6-6)$$

$q_0 = 1.0 W/mm^2$ 、 $\beta = 2.6 \times 10^{-6}$ とすると、 $\Delta \theta_B$ は $10^{-8} rad$ となり 0.002 秒程度の誤差になる。

以上、熱負荷による結晶の変形について3種類に分けた検討を行ったが、結晶の曲率半径の変化があると固体の効果として半径方向のひずみももたらすので、曲げと膨らみの効果を分離して議論することはできない。しかし、これらの結晶の変形の中では、曲がりによる変形が支配的であり、結晶の分光特性を決定するものと考えられる。実験結果からその影響の程度を検討すると、水冷結晶では図5-20に示すように熱流束 1.0 W/mm^2 ではほとんどロッキングカーブに影響は見られないが、 1.9 W/mm^2 ではかなり変形がみられ、 2.9 W/mm^2 ではさらに大きく変化している。

曲がりについての検討に於いて示したように、 1.0 W/mm^2 における曲がりの曲率半径は 57 m であり、式(6-3)によれば曲率半径は熱流束に反比例するので 1.9 W/mm^2 では 30 m 、 2.9 W/mm^2 では 20 m となる。これから、結晶表面の曲率半径がほぼ 50 m より小さくなるとロッキングカーブに影響が現れることが解る。

そこで、この曲率半径 50 m を一つの限界値として、今回開発した液体窒素冷却のシリコン結晶について検討する。曲率半径が 50 m となる熱流束は、結晶温度を 150 K とした場合には、

$$\begin{aligned} q &= \lambda / \beta \rho \\ &= 0.409 / 0.5 \times 10^{-6} / 50000 = 16.4 \text{ W/mm}^2 \end{aligned}$$

16.4 W/mm^2 になり、今回の実験範囲のさらに4倍の熱流束まで使用できるものと考えられる。液体窒素温度は、大気圧飽和状態では 77.4 K であり、結晶を 150 K より低い 100 K 程度まで冷却することも可能であり、この場合は、熱伝導率はさらに大きく $0.9 \text{ W/mm}^2 \text{ K}$ になり、さらに2倍の 30 W/mm^2 程度までは冷却が可能である。一方、最大熱負荷量は約 1 kW 以下であれば現在の寸法形状で冷却可能であるが、これを越える場合には、冷却面の熱流束がバーンアウト熱流束を越えることの無い寸法と形状に設計することが必要である。

これを、MRのアンジュレータの場合に適用する場合について検討すると、ロングアンジュレータとショートアンジュレータについて表6-1、表6-2に示したパワーとフォトンのビーム寸法と最大熱負荷密度から、基本波である 14.4 keV のフォト

ンをシリコンの(1 1 1)面で分光する入射角度が 7.9° 場合には、ロングアンジュレータでは光源から150m以上離れて設置すれば、分光器の第一結晶を液体窒素により冷却することが可能である。また、ショートアンジュレータの場合には、30mの位置においても第一結晶の冷却が可能である。

表6-1 MR ロングアンジュレータ熱負荷密度 (10GeV, 100mA, K=0.965)

Distance (m)	50	100	150	200	300
Power beam size (mm)					
Horizontal	5.17	10.3	15.5	20.7	31.0
Vertical*	26.3	52.7	79.0	105	158
Photon beam size**(mm)					
Horizontal	1.22	2.44	3.66	4.88	7.32
Vertical*	1.20	2.40	3.60	4.80	7.20
Peak power* density (W/mm ²)	192	48.1	21.4	12.0	5.34

* : Incidence angle = 7.9°

** : photon: first harmonic

表6-2 MR ショートアンジュレータ熱負荷密度 (10GeV, 100mA, K=0.924)

Distance (m)	20	30	50	100	150
Power beam size (mm)					
Horizontal	2.12	3.19	5.31	10.6	15.9
Vertical*	10.5	15.8	26.3	52.7	79.0
Photon beam size**(mm)					
Horizontal	0.81	1.22	2.03	4.06	6.09
Vertical*	1.33	1.99	3.32	6.65	9.97
Peak power* density (W/mm ²)	74.3	33.0	11.9	2.97	1.32

* : Incidence angle = 7.9°

** : photon: first harmonic

(3) まとめ

熱負荷が水冷シリコン結晶の分光特性に与える影響を、ARビームラインNE3において試験した。その結果、水冷結晶では結晶表面の最大熱流束で 1 W/mm^2 が冷却の限界であること、 1 mm 以下の表面の薄い結晶は結晶表面温度を低下させる上では有効ではあるが、流体の圧力により結晶表面が変形し最良の冷却方法では無いことがわかった。また、熱負荷が結晶の変形に与える影響の検討結果から、熱負荷に対して分光性能の劣化しない結晶の冷却方法とは、結晶を薄くして結晶内の温度差を小さくしたり、或いは冷却材の熱伝達率を上げ結晶面温度を下げるのではなく、熱伝導率の良い、線膨張係数の小さな結晶を使用して、結晶厚さ方向の温度勾配を小さくすることである事がわかった。

そこで、熱伝導率が良く線膨張係数が小さく入手の容易で、しかも完全結晶といえるシリコン結晶と液体窒素の蒸発冷却を組み合わせた、分光器システムを設計し製作した。この分光システムにおいて、第一結晶にNE3における最大の熱負荷を与えた結果から、液体窒素の供給の連続性については多少の問題はあるが、結晶表面の最大熱流束で 4.3 W/mm^2 、最大熱負荷では 800 W までは結晶の分光特性の劣化が無いことが判った。さらに、液体窒素冷却シリコン結晶の冷却の限界を水冷結晶の冷却の限界から推定すると、水冷結晶の冷却の限界は表面熱流束で 1 W/mm^2 で、このときの結晶の曲率半径はほぼ 50 m であり、同じ曲率半径となる液体窒素冷却シリコン結晶の熱負荷は結晶温度が 100 K のとき 30 W/mm^2 程度である。一方、熱負荷量は最大で 1 kW の冷却が可能であれば、MRのロングアンジュレータのような放射パワーの大きな光源であっても、分光器前方の精密なスリットにより、有効なフォトンの放射範囲だけを分光器に入射させる方法で、フォトンの損失無く結晶の冷却が可能である。従って、本研究により、放射光分光器の第一結晶の冷却はおおよそ以下のよう分類できる。

全熱負荷量を 1 kW 以下に抑える。結晶表面のパワー密度が 0.1 W/mm^2 以下の時には間接水冷してよく、 1.0 W/mm^2 程度の時は直接水冷で対処し、数 W/mm^2 以上の

場合には低温冷却を採用する。

6. 2 ビームライン素子

ビームライン素子の冷却の限界を表3-2の計算モデルを用いて検討する。検討は放射光アブゾーバ、固定マスク、XYスリットを対象として材料は銅を用い、冷却材としては水を用いた場合について行う。

(1) 遠隔冷却型(線状熱負荷)

放射光アブゾーバ、固定マスク、XYスリット等では、光軸に対して素子表面を傾斜させ放射光による照射面積を大きくすることで、熱負荷密度を低下させている。この場合、アンジュレータ光源からの放射光ビームはごく細いために、照射部は細い線状になり、素子の熱負荷部の温度は3章の(3-14)式で計算できる。

$$\theta_s = \theta_b + \frac{q'}{\pi\lambda} + \frac{q'}{\pi\lambda} \ln\left(\frac{\lambda}{\alpha S^{**} R_0}\right) \quad (3-14)$$

ここで、 θ_s は素子の熱負荷部の温度(℃)であり、 θ_b は冷却流体の温度(℃)、 q' は放射光による線熱負荷密度(W/mm)、 λ は素子の熱伝導率(W/mmK)、 αS^{**} はフィンなどの効果を含めた熱伝達率、 R_0 は熱負荷面の幅に相当する半径(mm)である。

熱伝達面の熱流束 q_w (W/mm²)は(6-7)式で求められ、

$$q_w = q' / \pi R_1 = \alpha q' / \pi \lambda \quad (6-7)$$

この値がバーンアウト熱流束 q_{CHF} (W/mm²)以下である場合は、冷却限界の線熱負荷密度は(3-14)式を変形して(6-8)式で計算できる。

$$q' = \frac{\pi \lambda (\theta_s - \theta_b)}{1 + \ln\left(\frac{\lambda}{\alpha S^{**} R_0}\right)} \quad (6-8)$$

また、(6-7)式で q_w が、バーンアウト熱流束を越える場合には冷却面がバーンアウト熱流束となる距離 R_1 を以下の(6-9)式で求め、(3-11)式に代入した(6-10)式で計算できる。

$$R_1 = q' / \pi q_{CHF} \quad (6-9)$$

$$\theta_s = \theta_b + \frac{q_{CHF}}{\alpha S^{**}} + \frac{q'}{\pi \lambda} \ln\left(\frac{q'}{\pi R_0 q_{CHF}}\right) \quad (6-10)$$

右辺の第1項と第2項を加えたものはバーンアウト熱流束における冷却面温度であるから、(6-10)式を変形すると以下ようになる。

$$\theta_s - \theta_w = \frac{q'}{\pi \lambda} \ln\left(\frac{q'}{\pi R_0 q_{CHF}}\right) \quad (6-11)$$

ここで、 θ_w はバーンアウト条件での冷却面温度であり3章の(3-31)式及び(3-32)式で計算することが出来る。

以上の式から冷却限界の線熱負荷密度 q' を求め、これを各種の放射光光源からの放射光の照射により素子が受ける線熱負荷密度との比として表したものを図6-2と図6-3に示す。計算の条件は以下のとうりとする。

素子の最高温度としては、銅の降伏応力が室温の1/2となる350℃と、ほぼ強度の無くなる600℃とした⁶⁹⁾。その他の計算条件を以下に示す。

計算条件

$\theta_b = 30^\circ\text{C}$ (冷却水温度)

$\theta_w = 187^\circ\text{C}$ (6-6式の場合の冷却面温度)

$q_{CHF} = 13.7\text{W/mm}^2$ (バーンアウト熱流束)

$u = 4\text{m/s}$, $De = 0.909\text{mm}$, $P = 0.6\text{MPa}$ として計算した。

$\theta_s = 350^\circ\text{C}$, $\lambda = 0.390\text{W/mmK}$

$\theta_s = 600^\circ\text{C}$, $\lambda = 0.382\text{W/mmK}$

図6-2および6-3から、マルチポールウィグラー(図中の記号でMPW)に対してアンジュレータ(図中の記号で#U)の熱対策が困難であることが判る。

SPring8とMRの長尺のアンジュレータは、光源から60m離れて、入射角度を3°としてもかなり厳しく、素子表面温度を600℃程度まで上げた場合において初めて冷却が可能となることが判る。AR及びESRFのアンジュレータでは入射角度を10°とすると光源から10m以上離れると冷却が可能である。

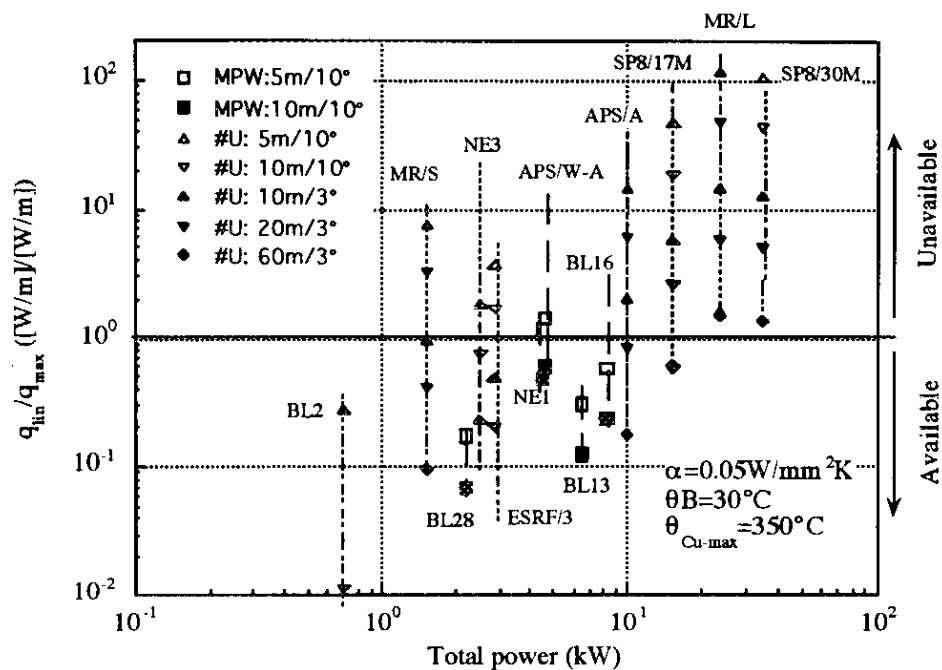


図 6-2 遠隔冷却型（線状熱負荷）の冷却限界（素子最高温度＝350℃）

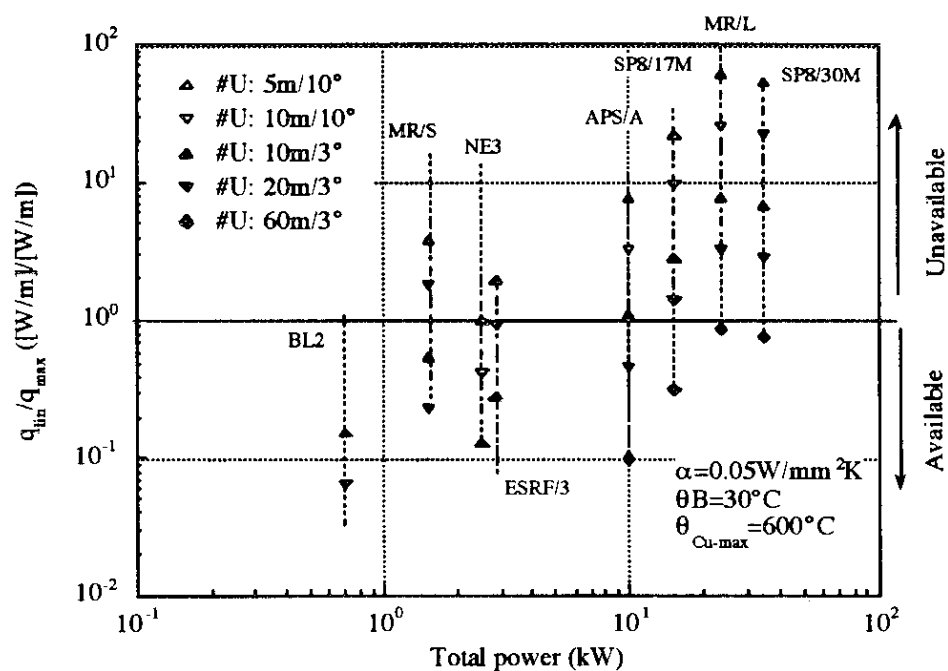


図 6-3 遠隔冷却型（線状熱負荷）の冷却限界（素子最高温度＝600℃）

(2) 遠隔冷却型 (点状加熱)

アンジュレータ光をほぼ垂直に受ける素子に、放射光ビームがごく細い点状で表面に入射し、その面積が素子全体の寸法、冷却面積に対して小さな場合に相当する。この場合の素子表面の温度は3章の(3-21)式で計算できる。

$$\theta_s = \theta_b + \frac{Q}{2\pi\alpha S^{**} R_1^2} + \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{q_s Q}{2\pi}} \left(1 - \frac{R_0}{R_1}\right) \quad (3-21)$$

ここで、冷却面の熱伝達条件を2つに分けて考える。一つは全熱負荷量の小さな場合であり、 R_1 を大きくして熱負荷面と冷却面間の距離を十分大きく取ることで冷却限界を大きくすることができて下記の式で計算できる。

$$\sqrt{q_s Q} = \sqrt{2\pi\lambda} (\theta_s - \theta_b) \quad (6-5)$$

また、全熱負荷量が大きくなると、冷却面を熱負荷面に近くして熱伝達率を大きくすることで冷却限界を大きくすることができて、この場合は下記の式で計算できる。

$$\sqrt{Q} (\sqrt{q_s} - \sqrt{q_{CHF}}) = \sqrt{2\pi\lambda} (\theta_s - \theta_w) \quad (6-6)$$

ただし、冷却面は冷却の限界に相当するバーンアウト熱流束となり、 θ_w はその場合の冷却面温度である。この場合、フィンをつけたことによる冷却面の拡大率は、熱伝達率が大きいためにそれほど大きくならないので1.0とした。

これらの式を用いて、素子の材料を銅として水冷を行う場合について以下の条件で冷却限界を計算する。

計算条件

$\theta_b = 30^\circ\text{C}$ (冷却水温度)

$\theta_w = 187^\circ\text{C}$ (6-6式の場合の冷却面温度)

$q_{CHF} = 13.7\text{W/mm}^2$ (バーンアウト熱流束)

$u = 4\text{m/s}$, $De = 0.909\text{mm}$, $P = 0.6\text{MPa}$ として計算した。

$\theta_s = 350^\circ\text{C}$, $\lambda = 0.390\text{W/mmK}$

$\theta_s = 600^\circ\text{C}$, $\lambda = 0.382\text{W/mmK}$

$\theta_s = 1084^\circ\text{C}$, $\lambda = 0.369\text{W/mmK}$ (銅の融点)

計算結果を図6-4に示す。

7. 結論

大型放射光施設の建設と利用においては、挿入光源からの格段に強力な放射光による熱負荷で光学素子の性能の劣化が従来のものに較べてかなり深刻になる。その他の素子も従来の設計では焼損の恐れがある。

本研究は、このような強力な放射光を受けるビームライン素子の冷却の設計方法の確立を目指して行ってきた。設計製作を温度計算モデルと数値解析方法を利用して行った。実際にこれらの素子を真空封止型アンジュレータビームラインに設置して、計算モデルと数値解析方法を用いたビームライン素子の設計が有効であることを確認出来た。また、分光結晶の冷却方法について系統的に検討し、様々な冷却方法の適用限界を見極めた。このようにビームライン全体について一貫した冷却の検討を行い、設計製作しその限界について検討したことは初めてであり、今後の大型放射光施設のビームライン素子の設計に役に立つ。

謝辞

本研究は、総合研究大学院大学数物科学研究科研究科長安藤正海教授に、ご指導していただきました。ここに、感謝いたします。

総合研究大学院大学数物科学研究科北村英男教授には、放射光計算プログラム SPECTRA を利用させていただきました。ここに、感謝いたします。

総合研究大学院大学数物科学研究科平山英夫助教授には、EGS4によるシリコン結晶での放射光の吸収の検討をしていただきました。ここに、感謝いたします。

高エネルギー物理学研究所放射光実験施設張小威助手には、研究全般にわたり、また本論文をまとめるに当たりご指導と助言をしていただきました。ここに、感謝いたします。

杉山弘助手には、研究全般にわたるご助言と、ARビームラインNE3の実験においてご指導いただきました。ここに、感謝いたします。

東京理科大学理工学部河村洋教授には、本論文をまとめるに当たりご助言をいただきました。ここに、感謝いたします。

日本鋼管（株）エンジニアリング研究所野村博一前所長、本田旭所長、板谷昭副所長、嶋貫昭雄部長、原田芳彦次長、量子機器エンジニアリング部須藤高史主幹には、本研究を行うに当たり、機会を与えていただくとともに、理解と激励をいただきました。ここに、感謝いたします。

日本鋼管（株）エンジニアリング研究所山崎啓市博士には分光器の製作に関してご助力をいただきました。ここに、感謝いたします。

最後に、総合研究大学院大学放射光専攻、及び高エネルギー物理学研究所放射光実験施設のスタッフの皆様に感謝します。

参考文献

- (1) B. P. Youngman, History of Thermal / Stress Analysis Methods Used at The Stanford Synchrotron Radiation Laboratory, Nucl. Inst. and Meth., 266, (1988) 525.
- (2) J. Schwinger, Phys. Rev. 75 (1942) 1912.
- (3) ランダウ・リフシッツ：場の古典論（原著第6版）§ 7 4、東京図書
- (4) 北村英男編、放射光実験施設挿入光源ハンドブック（'90）、KEK Report 89-24, 1990 M
- (5) 日本物理学会編、シンクロトロン放射、(1990) 日本物理学会。
- (6) 山本樹、放射光の発生と挿入光源、日本放射光学会第2会講習会予講集「放射光ユーザーのための光源論」、(1989) 日本放射光学会。
- (7) K. Kobayashi and K. Huke, Worldwide census of synchrotron radiation facilities, Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 2548-2561.
- (8) ESRF Users' Information Meeting, ESRF, 8-9 July, (1991).
- (9) G.K. Shenoy, P.J. Viccaro and D.M. Mills, Characteristics of the 7-GeV Advanced Photon Source: A Guide for Users, ANL-88-9 (1988)
- (10) The tristan Super Light Facility Conceptual Design Report 1992, KEK Progress Report, December 1992 A/M.
- (11) SPECTRA, Synchrotron Radiation Calculation Program for PC98 Ver.2.01 Apr.1, 1993 by H. Kitamura, KEK-PF.
- (12) S. Sato, T. Koide, Y. Morioka, T. Ishii, H. Sugawara and I. Nagakura, Front Ends for the Photon Factory Beam Lines, Nucl. Inst. and Meth. 208, (1983) 31.
- (13) K. Kawase, J. Mizuki, K. Akimoto, T. Kitano, J. Matsui, S. Sato and Y. Satow, Development a Multipurpose SR Beam Line Highly Efficient in Material Characterization, Nucl. Inst. and Meth. A266 (1988) 238-242.

- (1 4) X.W.Zhang, T.Mochizuki, S.Yamamoto, H.Kitamura, A.Iida and M.Ando,
Design of An Undulator Beam Line NE-3 on the Accumulation Ring for the
Photon Energy Ranging 5-25 keV, Workshop on High Heat Load X-Ray
Optics, August 3-5, 1989, Argonne National Laboratory.
- (1 5) X.Zhang, T.Mochizuki, H.Sugiyama, S.Yamamoto, H.Kitamura, T.Sioya,
M.Ando, Y.Yoda, T.Ishikawa, S.Kikuta and C.K.Suzuki, Construction and
performance of an x-ray undulator beamline at TRISTAN Accumulation
Ring, Rev.Sci.Instrum 63(1992)404.
- (1 6) S.Yamamoto, T.Shioya, M.Hara, H.Kitamura, X.W.Zhang, T.Mochizuki,
H.Shioya and M.Ando, Construction of an in-vacuum type undulator for
production of undulator x rays in the 5-25 keV region,
Rev.Sci.Instrum 63(1992)400.
- (1 7) S.Yamamoto, X.Zhang, H.Kitamura, T.Sioya, T.Mochizuki, H.Sugiyama,
M.Ando, Y.Yoda and S.Kikuta, H.Takei, In-vacuum undulator installed in a
6.5 GeV storage ring for producing brilliant 14.4 keV Mossbauer photons,
J. Appl.Phys., 74(1993)500.
- (1 8) J.H.Hubbell, Photon Mass Attenuation and Energy-absorption Coefficients
from 1keV to 20MeV, Int. J. Appl. Radiat. Isot., 33 (1982) 1269-1290.
- (1 9) W.R. Nelson, H.Hirayama and D.W.Rogers, "EGS4 Code System", ALSC-265,
December 1985.
- (2 0) 高エネルギー物理学研究所放射線安全管理センター平山助教授の計算によ
る。
- (2 1) 河村洋、放射光、5 (1 9 9 2) 285~289。
- (2 2) 日本機械学会、伝熱工学資料第4版 (1 9 8 6) 127~146。
- (2 3) ADINA T-ADINA engineering, Inc., 71 Elton Avenue Watertown, MA.
- (2 4) ANSYS- Swanson Analysis systems Inc., Houston, PA.

- (2 5) 日本機化学会編、沸騰熱伝達と冷却、(1989) 日本工業出版。
- (2 6) W.R.Gambill and T.Mochizuki, Advanced Neutron Source Design: Burnout Heat Flux Correlation Development, ANS/ENS 1988 international Conference, Washigton D.C., Oct. 30- Nov. 3(1988).
- (2 7) W.R. Gambill, Generalized Prediction of Burnout Heat flux for Flowing, Subcooled, Wetting Liquids, Chem. Engr, Progr. Sympos. Series, 59(41), (1963) 71-87.
- (2 8) R.J. Weatherhead, Nucleate Boiling Characteristics and the Critical Heat Flux Occurence in Subcooled Axial-Flow Water Systems, ANL-6675, Mar. 1963.
- (2 9) 望月哲朗、米国超高中性子束炉に関する現状と課題、KURRI-TR-327,(1990) 50-63.
- (3 0) 望月哲朗、張小威、A R ビームライン N E 3 の熱的問題とその対策、日本放射光学会第 3 回年会予稿集、4 月 2 6、2 7、2 8 (1990) 56。
- (3 1) Technical information, PG(Pyrolitic Graphite), Union Carbide Corporation
- (3 2) PF Activity Report .# 10,I-16(1992).
- (3 3) T.Oversluizen,T.Matsusita,T.Ishikawa,P.M.Stefan,S.Sharma and A.Mikuni, Performance of a directly water-cooled silicon crystal for use in high-power synchrotron radiation applications, Rev. Sci. Instrum. 60,1493(1989).
- (3 4) T. Oversluizen, Design Concept for a Direct Water-cooled Silicon Crystal for Use in High-power Synchrotron Radiation Beam, KEK Report, 87-12 (1987).
- (3 5) W.K.Lee,A.T.Macrander,D.M.Mills,C.S.Rogers,R.K.Smith and L.E.Berman, Performance of a gallium-cooled 85° inclined silicon monochromator for a high power density X-ray beam,Nucl. Inst. and Meth.A 320(1992)381-387.
- (3 6) V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe

- and channel flow, International Chemical Engineering, 16 (1976) 359-368.
- (3 7) V. L. Subbotin, et. al., Atomaya energya, 13-10 (1962) 380.
- (3 8) C. A. Sleicher and M. Tribus, Trans. ASME, 79 (1957) 798.
- (3 9) Thermophysical properties of matter, the TPRC Data Series, Thermal Conductivity, Nonmetallic Solids,(1977)
- (4 0) Thermophysical properties of matter, the TPRC Data Series, Thermal Expansion, Nonmetallic Solids,(1977)
- (4 1) D.H. Bilderback, The potential of cryogenic silicon and germanium x-ray monochromators for use with large synchrotron heat loads, Nucl. Inst. and Meth., A 246(1986)434.
- (4 2) T. Matsusita, T. Ishikawa and H. Oyanagi, Sgittally Focusing Double-crystal Monochromator with Constant Exit Beam Heigt at the Photon Factory, Nucl. Instr. and Mech., A 246 (1986) 377-379.
- (4 3) 日本機械学会編、伝熱工学資料（改訂第4版）第2章フィンの対流熱伝達、(1986) 日本機械学会。
- (4 4) S. Sasaki, X-Ray Absorption Coefficients of the Elements (Li to Bi, U), KEK Report 90-16,
- (4 5) 張小威、杉山弘、望月哲朗、趙際勇、安藤正海、ベリリウム、グラファイト、カプトンフォイルのX線吸収測定、第11回PFシンポジウム講演予稿集、10-X1-37(1994)
- (4 6) R. K. Smither, Use of liquid metals as cooling fluids, Workshop on High Heat Load X-Ray Optics, Aug. 3-5,(1989) 83-130.
- (4 7) D. H. Bilderback, C. Henderson, J. White, R. K. Smither and G. A. Forster, Undulator heat loading studies on x-ray monochromators cooled with liquid gallium, Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 1973-1976.
- (4 8) R. K. Smither, George A. Forster, Christian A. Kot and Tuncer M. Kuzay,

- Liquid gallium metal cooling for optical elements with high heat loads, Nucl. Inst. and Mech., A 266 (1988) 517-524.
- (4 9) R. K. Smither, G. A. Forster, D. H. Bilderback, M. Bedzyk, K. Finkelstein, C. Henderson, J. White, L. E. Berman, P. Stefan and T. Oversluizen, Liquid gallium cooling of silicon crystals in high intensity photon beams, Rev. Sci. Instrum., 60 (1989) 1486-1492.
- (5 0) M. Hart, X-ray monochromators for high-power synchrotron radiation sources, Nucl. Inst. and Meth, A 297 (1990) 306-311.
- (5 1) L. E. Berman and M. Hart, Performance of water jet cooled silicon monochromators on a multipole wiggler beam line at NSLS, Nucl. Inst. and Meth., A 300 (1991) 415-421.
- (5 2) L. E. Berman, M. Hart and S. Sharma, Adaptive crystal optics for undulator beamlines, Nucl. Inst. and Meth., A 321 (1992) 617-628.
- (5 3) T. C. Kuzay, Cryogenic Cooling of X-ray Crystals Using a Porous Matrix, Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 468-472.
- (5 4) L. E. Berman and M. Hart, Preserving the High Finesse of X-ray Undulator Beams from Perfect Water-jet-cooled Diamond Monochromators, Nucl. Inst. and Meth., A 334 (1993) 612-620.
- (5 5) G. Marot, M. Rossat, A. Freund, S. Joksche, H. Kawata, L. Zhang, E. Ziegler, L. Berman, D. Chapman, J. B. Hastings and M. Iarocci, Cryogenic Cooling of Monochromator, Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 477-480.
- (5 6) J. Arthur, W. H. Topkins, C. Troxel Jr., R. J. Contolini, E. Schmitt, D. H. Bilderback, C. Henderson, J. White and T. Settersten, Microchannel Water Cooling of Silicon X-ray Monochromator Crystals. Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 433-436.
- (5 7) A.T. Macrander, W.K. Lee, R.K. Smither, D.M. Mills, C.S. Rogers and A.M.

- Khounsary, High heat load performance of an inclined-crystal monochromator with liquid gallium cooling on the CHESS-ANL undulator, Nucl. Inst. and Mech., A 319 (1992) 188-196.
- (5 8) J. Hrdy, Double Crystal monochromator for Synchrotron Radiation with Decreased Radiation Power Density, Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 459-460.
- (5 9) A. M. Khounsary, A Novel Monochromator for High Heat Load Synchrotron X-ray Radiation, Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 461-464.
- (6 0) A. K. freund, G. Marot, H. Kawata, St. Jokson, E. Ziegler, L. E. Berman and J. B. Hastings, Performance of Very Thin Silicon Single-crystal Foils under High X-ray Power Density, Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 442-445.
- (6 1) 大柳宏之、山口博隆、塩田隆、桑原裕司、木村英和、芳賀孝吉、能動的モノクロメータの開発、日本放射光学会、第6回年会 (P10-5) 1993.
- (6 2) A. K. freund, St. Jokson, H. Kawata, G. Marot, E. Ziegler, L. E. Berman and J. B. Hastings, Performance of Beryllium Crystals exposed to High X-ray Power Density, Rev. Sci. Instrum., 63 (1992) 446-449.
- (6 3) 低温工学協会関西支部、海外低温工学研究会誌、低温工学ハンドブック、216(1982) 内田老鶴圃新社
- (6 4) S. S. Kutateladze, US AEC Rep. AEC-tr-3405(1953).
- (6 5) S. S. Kutateladze, US AEC Rep. AEC-tr-3770(1952).
- (6 6) R. K. Smither, Summary of a workshop on high heat load X-ray optics held at Argonne National Laboratory, Nucl. Inst. and Meth., A 291 (1990) 286-299.
- (6 7) 例えば、菊田惺志、X線回折・散乱技術 上、147(1992) 東京大学出版会。
- (6 8) 加藤範夫、回折と散乱、230(1978) 朝倉書店。
- (6 9) ASM International Handbook Committee, Metals Handbook 10th edition,

Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Special-purpose

Materials, p-267, Fig.1 elevated temperature tensile strength of C10100 or
C10200 rod, 1180 temper, The Materials Information Society(1990)