空間干渉X線による新たながん治療と診断の実現に向けて

佐藤 勇^{A)}、新富孝和^{A)}、岩村 秀^{A)}、茂呂 周^{A)}、永瀬浩喜^{A)}、福田 昇^{A)}、早川 建^{B)}、田中俊成^{B)}、早川恭史^{B)}、 高橋由美子^{B)}、桑田隆生^{B)}、中尾圭佐^{B)}、野上杏子^{B)}、稲垣 学^{B)}、石川紘一^{C)}、高橋元一郎^{C)}、阿部克己^{C)}、齋藤 勉^{C)}、 高橋 悟^{C)}、山本樹生^{C)}、深草竹志^{C)}、村井一郎^{C)}、渡邊学郎^{C)}、宍倉文夫^{C)}、高山忠利^{C)}、原 弘之^{C)}、山本 寛^{D)}、 鈴木 薫^{D)}、中西哲也^{E)}、金田 隆^{F)},寒河江登志郎^{F)}、榎本収志^{G)}、福田茂樹^{G)}、大沢 哲^{G)}、小川雄一郎^{G)}、 古川和朗^{G)}、道園真一郎^{G)}、諏訪田剛^{G)}、紙谷琢哉^{G)}、横山和枝^{G)}、吉田光宏^{G)}、野口修一^{G)}、加古永治^{G)}、波戸芳仁^{G)}、 岩瀬 広^{G)}、高富俊和^{G)}、都丸隆行^{G)}、若槻壮一^{G)}、境 武志^{G)}、遠藤克巳^{H)},中川 潤^{H)}、望月哲朗^{H)}、三浦 厚¹、 牧 一誠^{J)}、諸橋宣州^{J)}、田辺英二^{K)}、菅野浩一^{K)}、竹中久貴^{M)}、小泉有生^{N)}

^{A)}日大学大学院、^{B)}日大電子線利用研究施設、^{C)}日大医学部、^{D)}日大理工学部、^{E)}日大生産工学部、^{F)}日大松戸歯学部、 ^{G)}高エネルギー加速器研究機構、^{H)}(株)トヤマ、¹⁾(株)日本高周波、^{J)}三菱マテリアル、^{K)}(株)アキュセラ、^{M)}NTT、 ^{N)}シャラン・イン

1. はじめに

日本大学では、短波長を目指した自由電子レーザー (FEL)計画を推進するために、1996年に高エネルギー 加速器研究機構(KEK)と共同研究を提携し、KEKがB ファクトリー計画を進めるために入射器のエネルギーを2. 5GeVから8.6GeVに増強するに伴って不用となった電 子リニアック本体の一部を、電子線利用研究施設(LEBR A)に移設して、125MeV電子リニアックを主軸とするFE L発生装置の建設を開始した。LEBRAでは、普通の電 子リニアックを使って短波長自由電子レーザー発振を試 み、そのために、KEKと共同で電子リニアックの高度化 研究を進めにたが、一方、学内研究者から高性能なX線 源が欲しいとの要請があり、FELと同様に可変波長で高 輝度単色X線発生が可能であるパラメトリックX線放射(P XR)の開発研究に着手した。

2000年4月に、LEBRAは私立大学学術高度化の研究拠点に選定され、また「可変波長高輝度単色光源の高度利用の研究」が私立大学学術研究高度化推進事業(学術フロンティア)に採択され、FELやPXRの特色を最大限に活用する共同利用実験を推進することになった。

2001年5月に、FELは1.5µm発振に成功したが、F EL発振は非常に不安定で共同利用実験に提供できる状態ではなかった。電子リニアックの高周波源の性能向上と 自由電子レーザー発生システムの抜本的な改良を重ね た結果、FEL発振は安定し、可変波長FELとしては世界 最短波長発振領域(800~6000nm)を担う、世界最大の FEL実験施設(ビームライン9本)が完成し、2003年10 月、共同利用実験を開始した。

更に、この高性能の電子ビームを使って、可変波長の 単色X線源の開発を進め、2004年4月、共同利用実験が 可能な世界最初のPXRの実用化に成功した。

また、PXRの基本特性を計測する課程に於いて、PXR はブラック条件を満たす方位に対してX線エネルギーが ー次関数的に僅かに変化する準単色X線源^[1]であること を示し、更に、動植物のイメージング映像^[2,3]からブラック 条件を満たす方向に放射されるX線波束は空間コヒーレ ンスに富むX線(位相の揃ったX線)、即ち、PXRが空間 干渉X線源であることを明らかにした。一方、イメージング 撮像に要するX線照射の実時間が非常に短いことから、P XRは高輝度X線源であることを示めした。

現在、100MeVの電子ビームでSi単結晶(111)並び に(220)を照射すると、4~34keVのエネルギー可変範 囲の空間干渉単色X線が得られている。また、これらのX 線は共同利用実験に供与している。

レントゲンがX線を発見して以来、一世紀を経過したが、 空間干渉性X線源の進展は、最近であり、PXRの干渉性 の特性を活用して、図2(b)に示すように、X線を集束する と、X線の3次元照射が可能になる。

これは放射線治療における理想的な定位照射であると 云われている単色X線を1個放射できるX線源を無数に 並べて4π方向から同時に照射できることを意味する。更 には、図1(a)に示すようなハドロン粒子などのブラックピ ーク特性を凌駕する可能性を示唆している。また、ガンな どの腫瘍に集合するX線共鳴吸収特性を有する物質を探 索して単色X線による腫瘍などの軟組織のX線映像を立 体画像の構築の可能性を探り、新機軸のX線源による新 たな放射線ガン治療、医療診断、及びX線科学の発展に 役立てる試みである。日本では高齢化が進み、近い将来、 2人に1人ががんを患い、3人に1人はがんで命を絶つ状 況にあり、実用性に耐えるものが実現するならば、これら の分野に新たなメデカル・イノベーション創出し、日本の 新たな成長産業を形成し、21世紀の長寿化社会におけ る医療福祉やX線科学の進展に新たな展開が開けるもの と確信している。

最近は、社会に役立つ加速器のモデルとして、空間干 渉X線源による新たな放射線治療・診断の実現に向けて、 KEKと共同でコンパクトX線発生装置の開発研究を進めている。

2. がんの放射線治療・診断には何が重要か?

素粒子の集合体である原子は原子核と電子によって構成され、物理・化学的な性質が異なる多くの単体元素となる原子を創成している。一方、荷電粒子である電子の運動に伴って発生する光子と電子自身が電磁相互作用し、 光子を交換することにより、それらの原子は集合・離散し、 分子、高分子を構成し、色々な特性を持つ多くの物質を 生成する。更に、それらの集合体である物質の超分子は、 数億年の年月を経て、単体元素では想像でないような触 媒反応や光合成反応機能を獲得し、やがて自己再生や 自己増殖の機能を持つ生命体に進展してきたと考えられている。

これらの機能は、軽元素である水素、炭素、窒素、酸素 にリンや硫黄の元素が加わるアミノ酸を単位に有機物質 が構成され、生活環境に適合する確保しながら自己や自 然淘汰を重ね、補完的な役割分担を身につけ、これらの 進化の過程を記憶に留め、合理的な再生システムを構築 することに依って獲得されたものであり、これらの機能再 生のシステムは生体細胞内のDNAなどに蓄積されてい る。

生命体では色々な機能を発揮し処理できる能力を持つ 幹細胞を基軸に生命力を維持している。従って、がん化 した幹細胞は、生命体の発生時期から歴史的に経験した 色々な事象に対処する卓越した能力を持っている可能性 が高く、がん化した幹細胞によって増殖したがん細胞より、 放射線や抗ガン剤などに対する耐性が遙かに強い。これ ががん再発の一因を為すと云われている。また、生体に 対する放射線の殺傷効果^[4]は、図1(a)に示すように、放 射線被爆線量が2倍になると、生体細胞の生存率は約2 乗、被爆線量が3倍になると生存率は3乗に逆比例して減 少する。我々の最大の関心は、単色X線照射の被爆線量 の殺傷効果が、白色X線とどのような相違を示すかにあ る。



図 1(b) 各種放射線の一次元照射における生体 内の線量分布

生体の表面から深さ10cmの場所に、がん腫瘍を想定 し、各種放射線を左から右の方向に一次元的照射を行う 場合の各種放射線の生体内線量分布の凡例を図1(b)に 示す。陽子線や炭素線などの荷電粒子照射では、図1 (b)に示すように、生体内のエネルギー損失が極大(ブラ ックピーク)になる特性がある。この特性を活用し、照射エ ネルギーを調整すると、線エネルギー付与(LET)が正 常細胞の領域で低く、がん腫瘍の領域で高くなるように分 布させることができる。従って、白色X線や中性子線より放 射線治療効果が大きくなる。

この様に、がんに対する放射線治療の課題は、正常細胞とがん細胞の被爆線量の比を如何に大きくするかにあり、特に、がん化した幹細胞には、この比が大きい程、効果的である。

一方、白色X線では、正常細胞が一次元的な串刺し特性による放射線損失弊害を避けるために、図2(a)に示すように、がんなどの腫瘍を中心に小型の電子リニアックを回転させ、周囲からX線を2次元的に照射する方法(X線定位照射)が開発され、これが究極の放射線治療方法として採用されるようになった。



図 1(a) 各種放射線の生体に対する殺傷効果



図2(a) 白色X線の2次元定位照射

ここで、定位照射の方法では、どんな放射線照射が理 想的であるかを考察する。前述のように、放射線治療に於 いては正常細胞とがん腫瘍の被爆線量の比を出来るだ け大きくすることが重要であり、被爆線量の比を最大にす る方法は、図2(b)に示すように、最適なエネルギーの放 射線1個を球面のあらゆる場所から、同時に、がん腫瘍が ある球の中心に向けて照射することである。γナイフやサ イバーナイフはこの照射方法に近いが、しかし、放射線 エネルギーの選択、照射点の多さ、同時照射などに大き な違いがある。放射線のエネルギーは、球の物質による 吸収係数(或いは反応断面積)と球の表面から球の中心 までの距離に依存するので、正常細胞の被爆線量が最 小(低LET)になるように放射線エネルギーを選択するこ とが重要となる。



図2(b) がん治療の理想的な放射線定位照射の概念図

現実的な放射線治療に於いて、図2(b)の構図を実現 することは、幾何学的に不可能である。

そこで、理想的な放射線治療を部分的に実現できる具体案として、図2(c)に示すように、空間干渉X線を集束し、 がん組織を3次元的にピンポイントで放射線照射すること を考えた。これは、時空間を合わせると4次元照射であり、 がん組織と正常組織の被爆線量比を大きくする状態が実 現でき、陽子線や炭素線による放射線治療を凌駕する高 度な放射線治療が可能となる。3次元単色X線治療の特 徴は、分散した多数の単色X線を同時にがん腫瘍に集中 して照射でき、且つ被爆線量が少ないことにある。

これが実現可能なのは、空間干渉X線源が、準単色で 位相が揃った優れた特性を持つX線にある。この特性を 活かして、X線を集束しピンポイントでがん組織を照射す ると、がん患部は大きな放射線損傷を受け、強力な抵抗 力を備えたがん化した幹細胞の殺傷も可能となり、がんの 再発も抑制できる。

一方、単色硬X線の集束は、ドイツのカールスルウェ大 学のM.Simonらがポリイミトフィルムのロールを用いた大 口径X線レンズ^[5]の集束に成功している。これらのがん治 療装置は小型で建設費も安価であり、ランニングコストを 小さいので、多くのがん患者を救うことができる。

例えば、生体表面から約100mmの深さにがん腫瘍が あり、がん腫瘍に40keVの単色X線束(2×10⁹個/mm ³:2Gy)を定位照射には、がん細胞に到達するまでに約 92%のX線が途中で吸収される。従って、約2×10¹⁰個 の単色X線を発生するX線源が必要となる。2次元定位照 射のように1台のX線源で場所と方向を変えて照射するに は、2×10¹⁰回繰り返すことになる。照射場所と方向の設 定に1秒の時間が必要とすると、照射が終了まで、634年 の歳月を必要することになり、この方法は意味を成さな い。

しかし、図2(c)に示すような3次元的放射線照射では、 照射作業が約1秒間で終了する。



図2(c) 単色 X 線の3次元照射によるがん治療の概念図

例えば、図3に示すように、位相の揃った単色X線で 生体軟組織を照射し、X線カメラなどのX線計測器を被写 体から移動させて撮像(伝搬法)するならば、軟組織構造 のイメージをX線強度の濃淡として撮像できる。即ち、生 体軟組織などの内部構造は被写体の距離の関数として撮 像できる。これらの位相コントラスト映像はデーター処理 によって立体構造に構築することが可能である。一方、軟 組織における位相コントラストは、吸収コントラストより感度 が約1000倍高い。位相の揃った単色X線を生体の軟組 織に照射すると、X線は軟組織構造によって屈折し、被写 体からの距離に依存してX線密度が変わる。メカニズムの 詳細は図26、図27を参照のこと。

この特性を活用すると、少ない被爆線量でX線CTに相 当する医療診断が可能になる。準単色で位相が揃ったX 線(空間干渉X線)は、更に用途が広がる。例えば、X線 集束によるがん組織の3次元的照射、或いは、生体軟組 織の構造画像の位相コントラスト撮像など、全く新しいが ん治療・診断を創生するものである。これら特性を活用す ると、陽子線や炭素線のブラックピーク特性による放射線 治療、或いは、造影剤負荷のX線CT診断を凌駕する可 能性がある。しかし、空間干渉単色X線源を活用したがん 治療・診断装置を普及させるには、装置自体が小型で且 つ建設費と治療費が安価であることが必須の条件である。 空間干渉単色X線源によるがん治療と診断は全く新しい 最先端治療・診断として放射線医学に新たな展開が予測 され、今後の医療福祉に大きな貢献すると確信している。



図3 空間干渉単色X線による医療診断例の概念図

特に、X線発生装置の小型化には、コンパクト加速器の 開発が必須の条件であり、加速器が電子リニアックである 場合、加速電界強度が高いことが重要となる。この目的を 達成するため、高純度銅を極低温に冷却すると電気抵抗 が小さくなる特性を活用し、且つ、マイクロ波に特有な異 常表皮効果を考慮したクライオ電子リニアックの調査研究 を進めた。その結果、50MeV/mの高電界加速と加速電 子ビームから高周波電力としてエネルギーを回収でき、 放射線シールドを大幅に軽減できるコンパクトな空間干 渉X線源が実現できる可能性は非常に高いことが分かっ た。一方、空間干渉X線の発生メカニズムの解明、可変波 長空間干渉X線による生体組織の位相コントラスト撮像、3 次元照射による放射線治療の有効性については、日本 大学電子線利用研究施設を活用して、今後とも最重要研 究課題として位置づけ基礎実験を継続する。

3. X線3次元照射の有効性

位相の揃った単色X線を、フレネルやラウエレンズなど で集束し、図2(c)に示す如く、3次元的にがん患部をピン



集東単色X線エネルギーの生体中に於けるX線強度

図4 単色 X 線3次元照射による深さ方向の強度分布

ポイントで照射するならば、理想的な定位照射として、より 効果的な放射線がん治療が可能である。

水槽表面で線束断面が20mm φの20keV~100keV エネルギー領域の単色X線を深さ100mmで1mm φに 集束できると仮定し、途中で散乱吸収を考慮したX線強度 分布を計算^[6]した。その強度分布を図4に示す。

一方、このX線は、水槽中の表面から105mmの深さで 0.1mm φ に集束するが、表面から15cm深さまで延長した3次元的照射の単色X線強度分布を図5に示す。

この強度分布は、図1(b)に示すように、陽子粒子や炭 素粒子など粒子線の1次元的照射に於ける放射線治療の 特性であるブラックピークに類似し、正常細胞とがん腫瘍 の被爆線量比は、陽子線や炭素線のブラックピーク特性 を凌駕しているようにも見える。





図5 単色 X 線3次元照射による深さ方向の強度分布

例えば、前述の40keV単色X線の3次元照射では、深 さ100mmのX線強度は水槽表面強度の約30倍になるが、 厚さ100mmの水中を通過中にX線は散乱や吸収されて、 線束数は92%が消失し、到達線束数は水槽表面の8% に低減する。40keVX線の3次元照射によるがん治療で も、がん組織に到達するまでに散乱吸収で消失する9 2%のX線が、正常細胞に悪さをするのではとの議論があ り、途中の散乱吸収するX線について線量分布を徹底調 査した。そこで、40keV単色X線の105を1束に水槽に 照射し、水槽中に於けるX線の散乱吸収分布を、EGS5 コードを用い、モンテカルロシミュレーション計算^[7]を行っ た。その計算結果を図6に示す。水槽表面からの深さ方 向を z として深さが z = 0 cm、z=5cm、z=10cmの於け る断面散乱分布を求めると、図7のような断面分布が得ら れた。また、水槽表面(z=0cm)と深さ z=10cmの断面 における強度分布を指数関数で示すと図8の如くなった。 図6では、水槽の広い範囲に多数のX線散乱の痕跡が見 られるが、しかし、モンテカルロシミュレーション計算結果 は、図8に示すように、線束の中心軌跡から少し離れた場 所のX線強度は急激に減少することが明らかである。この 散乱は中心軸に対して希釈であることを意味するが、水

槽の30cmの深さjでも線束は維持していることが明らかである。





図8単色X線1次元照射の断面に於ける強度分布

次に、単色X線の1次元照射を図9に示すような3次元 的な照射に変換し、水槽中の吸収線量がどのように変化 するかを計算した。即ち、図6の1次元X線照射(串差し) に於ける40keV単色X線束(10⁵本)を、水槽表面で直 径2cmの円内にX線束を均等に分散させ、水槽表面から 深さ100mmで直径50μmの断面に集束させるシステム を仮定し、X線輸送途上の散乱分布と強度分布の計算を 行った。

これは、前に記述した如く、生体の表面に相当する面 に単色X線を1個放射できるX線源を10⁵に並べて、X線 源から同時にがん組織に向けて照射できる理想的なX線 定位照射のモデル計算に相当する。

水中の40keV単色X線3次元照射における散乱分布と



線量空間分布の計算結果を図10に示す。同様に水中に 於ける40keV単色X線3次元照射の単位体積当たりのX 線エネルギー損失量分布のモンテカルロシミュレーショ ン計算結果を図11に示す。

計算結果から明らかなように、水中における線量損失 分布は、集束点で極大値をもつ曲線を描いた。

この曲線は陽子線や炭素線を生体組織に一次元照射 したときのエネルギー損失分布特性(ブラックピーク)に類 似している。水槽表面から集束点まで単位体積当たりの エネルギー損失分布は、図4や図5に示した計算結果と ほぼ等しく、水槽表面から集束点近傍までと集束点に於 ける単位体積当たりエネルギー損失比は非常に大きい。





この計算結果は、40keVの単色X線の三次元照射による放射線治療が、陽子線や炭素線を用いた放射線治療

で治療効果を高める特性のブラックピークを遙かに凌駕 することを示唆していた。



図11 水中における40keV単色X線3次元照射の 単位体積当たりのエネルギー損失分布



4. 各種放射線の線量損失評価

運動エネルギーと質量の大きい荷電粒子は、水などの軽元素中を通過するとき、最初は運動エネルギーが大きいので、物質との相互作用の確率や散乱も小さく、また、物質との電離損失などで運動エネルギーを失い、粒子の速度が低減すると、物質との電離損失エネルギーが急激に増大する。これが、陽子線や炭素線に特徴的なブラックピークである。そこで、PHITSとEGS5の計算コートを使って、深さ100mmの水中でエネルギー損失が最大になるように炭素線と陽子線の入射エネルギーを調整したエネルギー損失分布と3次元照射40keV単色X線のエネルギー損失分布をモンテカルロシミュレーション計算をし、その結果¹⁸を図12に示す。

炭素線及び陽子線の一次元的照射と40keV単色X線3 次元照射のエネルギー損失量を比較規格化した単位体 積当たりのエネルギー損失分布の計算結果を図13に示 す。単位体積当たりの規格化エネルギー損失は、220M eVの炭素粒子1個に対して、117MeVの陽子粒子は20 個、40keV単色X線は5個に相当している。このことから、 40keV単色X線の3次元照射は、生体表面から患部近く まで正常細胞に与える放射線損失が非常に少ないことが わかる。

また、図13は、生体軟組織の被爆線量が水の被爆線 量に相当するとするならば、40keV単色X線の3次元照 射は陽子線や炭素線の放射線治療より卓越した治療効果 が得られる可能性を示唆している。



図13 水中における炭素線、陽子線の1次元照射と 40keV単色X線3次元照射の単位体積当たりの規 格化線量損失分布

各種放射線の総合比較の参考資料として、白色γ線、 中性子、白色X線、40keV単色X線、陽子、炭素線の1次 元的照射による生体内線量分布に、40keV単色X線3次 元照射に於けるモンテカルロシミュレーション計算による 相対線量損失(%)を図14(a)、図14(b)に示す。





40keV単色X線の3次元照射に於けるエネルギー損 失分布の詳細を明確にするため、図14(b)には相対線 量を対数で表示したものを図示してある。但し、40keV 単色X線3次元照射はF5相当の集束である。集束Fの値 が大きくなると、図14(b)における集束40keVX線の相 対線量(%)のベースラインは上昇する。集束がない場 合、即ち、Fが無限大の値をとると、相対線量は、一次元 照射に於ける40keV単色X線と等しい値になることが分 かる。

各種放射線の水中相対線量(%)



図14(b) 水中の各種放射線の1 次元照射、並びに 40keV単色X線3次元照射の規格化線量損失分布

5. パラメトリックX線放射の基礎研究

日本大学電子線利用研究施設では、自由電子レーザ ー用に建設された125MeV電子リニアックを活用し、波 長可変な単色X線源の開発研究を進めてきた。

2004年4月、図15に示すように、高エネルギー電子 ビームで単結晶を照射し発生するパラメトリックX線放射 (PXR)を単結晶でブラック反射させて、X線を定方位に 取り出す方法による実用化に成功した。

一方、PXRの計測がPXRの詳細な基本特性が容易に なったことにより、PXRはブラック条件を満たす方位に対 してX線のエネルギーが一次関数的に変化する準単色X 線源であることを実証^[9]し、また、ブラック条件を満たす方 向に放射されるX線波束は空間コヒーレンスに富むX線 (位相の揃ったX線)であることを想定し、動植物のイメー ジング映像^[10,11]から突き止めることができた。更に、PXR はイメージング画像を撮像するX線照射の実時間から高 輝度X線源であることを裏付けた。



図15 パラメトリックX線放射実用化の基本構成

上述の特性、即ち、コヒーレントの特長であるX線集束性 と波長可変な単色X線の特性を最大限に活用し、ガンなど の腫瘍の放射線治療と診断が出来ないかの検討を開始し た。更には、がん腫瘍に集積する物質のX線共鳴吸収特 性を活用するならば、より効果的な放射線治療が可能にな る。また、コヒーレント単色X線(空間干渉単色X線)を集束 しがん腫瘍に3次元的に照射すると、ハドロン粒子のブラッ グピークに相当する特性が得られ、これらを凌駕するより 効果的な放射線治療が可能となる。また、腫瘍などの軟組 織をX線位相コントラスト画像として撮像すると、腫瘍組織 の立体画像が創出できる。これらの試み は新たな放射線 ガン治療、医療診断、及びX線科学の新たな発展への挑 戦である。

6. 空間干渉単色X線源の特性

図15に示すように、薄いシリコン単結晶(第1単結晶)の 結晶面に約100MeVの高エネルギー電子ビームで照射 すると、ローレンツ収縮した高エネルギー電子の電場に よって、摂動励起された単結晶原子の電子群は分極振動 する。その波動は、図16に示すように、単結晶の格子面 でブラック条件を満たす方位角に反射され、パラメトリック X線として放射される。



図16 空間干渉X線発生の概念図

また、 A_1 に入射した電子が単結晶を通過中に摂動した単結晶原子の振動波は、 S_1 , S_2 , S_3 の結晶格子面の各 R_1 、 R_2 、 R_3 でブラック条件($dsin \theta = n \lambda$)を満たす方位角に反射される波動は、 B_1 , B_2 , B_3 を結ぶ線上では同相になる。

また、単結晶格子面でブラック条件を満たす方位角に放 射される透過波についても同様なことが言える。

例えば、図17に示すように、高エネルギー電子が単結 晶の原子間に通過すると仮定する。その電子の電場は、 進行方向に対して直角に円盤の如くローレンツ凝縮され、 電子が周期構造の原子間を通過すると、その電場は原子 の電子群を摂動すると共に原子間にウェーク場として補 足され、周期器構造に依存する固有振動波となる。 これらの振動波は、図18に示すように、電子速度より早 く単結晶を媒体して円形に広がっていくが、電子と同方向 に進行する振動波はドップラーシフトし、振動波の波長は 短縮しX線として、単結晶の格子面でブラック条件を満た す方位角の方向に反射し単結晶面から放射される。

この放射X線を、図15に示すように、電子の進行方向と平 行になるように、Si単結晶(第2単結晶)でブラック反射さ せて、実験室に導いている。従って、第二単結晶の方位 角は常に第一単結晶の方位角と同じになるように調整さ れている。



◎17 売問工法∀娘淼止の√カーブル

一方、電子ビームの入射軸に対して、第1単結晶面の 角度を変えると、図18に示すように、結晶内を伝搬する波 動はブラック条件を満たす角度に反射されるが、その波 動はドップラーシフトを受け、方位角によって波長が変わ り、X線エネルギーは可変になる。



図18 単結晶内の摂動波の伝搬

また、1個の電子によって摂動された原子の分極振動波 動の全ての波束は、図16、図18に示すように、ブラック 条件を満たす方向に反射されると、その波動の位相は全 て同相になる。これが空間干渉X線の基本概念である。こ の放射X線を第2単結晶の位置と結晶面の角度を変えて、 上述と同様にブラック反射させて実験室に導いている。P XRの可変エネルギー範囲は、5keV~20keVであり、X 線源から約8m離れた場所に於けるX線束の断面は約10 0mm φ である。

7. パラメトリックX線放射(PXR)の基礎実験

実験室に導かれたパラメトリックX線は、共同利用実験の基礎実験に供与されている。伝搬法の一例を示すと、図19のようになる。図20(a)は図19のIP₂、図20(b)は図19のIP₁の位置で、それぞれイメジングプレート(IP)を用いて撮像した蜘蛛のX線画像であり、撮像場所がIP₁からIP₂へ移動すると蜘蛛図21(a)、(b)、(c)には、図23(f)に示したトカゲをPXRの透過像としてIPで撮像した画像を示す。









図20(a) IP₂の映像

図20(b) IP₁の映像

これらは試料からそれぞれ、2cm、40cm、220cm離れた距離にIPをセットして撮像した屈折コントラスト画像である。特に、この画像はトカゲの骨と軟組織の屈折率の違いによるX線位相差が距離によって異なることを示している。これらの現象は、X線が蜘蛛の軟組織やトカゲの骨で屈折されて出現したと考えられ、蜘蛛の筋肉とトカゲの骨の屈折率の差によって、X線が集束する距離が違うことを示しており、この現象から、このX線源の波束位相は揃っていることを示す根拠である。蜘蛛の軟組織によってX線が屈折されてフォーカスしコントラストが強調されたことを意味する歴史的な画像である。



(b) 40cm 図21(a) 2cm (c) 220cm

8. X線の位相差強調計測法について

位相の揃ったX線の特性を活用すると、可視光領域の位 相差顕微鏡とは異なる撮像物内の断層画像が得られる。

図22の計測システムは、単結晶にX線を照射すると、単 結晶のブラック条件を満たす方向にX線が反射され、単結 晶の格子定数と反射角度からX線の波長が測定できる。図 22に示す計測システムでは、Si 単結晶を僅かに回転する と検出器のX線強度が a、b、c、d、e の曲線のように変化す る。この強度分布(ロッキング曲線)から単結晶のブラック方 位角、或いは、単結晶の構造が明らかな場合は X 線エネ ルギーを測定できる。



ロッキング曲線

図22 DEI法によるX線撮像の配置図

この計測システムを使って、PXRの位相に関する基礎 的実験が継続され、CCDカメラやイメージングプレート(I P)を使って、色々な試料の位相コントラスト画像や屈折コ ントラスト画像を撮像し、これらの画像を分析し、PXRが空 間干渉X線源であることを実証^[12]した。

X線の位相が揃っている場合は、計測システムのA点に 試料を置いて撮像すると試料の構造がより強調された屈折 コントラスト像として撮像できる。この測定法を回折現象が 強調されるイメージング撮像法(Diffraction Enhance Imagining, DEI)と称している。

図23(a)~(e)には、DEI計測法を用いてCCDカメラで 撮像したトカゲ頭部の屈折コントラス像を示す。また、図23 (f)にはトカゲの全体像を示す。図23(a)に記述した+20P は、図21に示したDEI法でアナライザーとして用いられる Si単結晶をゴニオメーター上で回転させる方向とパルスモ ーターに送るパルス数を意味し、単結晶の回転角は10パ ルス=1/1000度である。また、2 分×20は、2分間照射 の撮像を20回分重ねた画像を意味する。

図23(a)はトカゲ頭部半面の表皮コントラスト像、図23 (c)はトカゲの頭部中央断面までの硬組織と軟組織の複合 構造を透過コントラス像、図23(e)はトカゲ頭部反対面まで の硬組織と軟組織の複合構造を透過コントラス像、並びに 反対面の表皮コントラス像をそれぞれ示している如くに見



1分×10

図23(a)-10P 2分×20

(c) 0P 1分×20





(e)+10P (f) 図23(d)+5P トカゲの写真像 2分×20 1分×10

える。最大強度 c(中心角)から離れた状態で撮像した画像 ほど位相によるコントラスト(位相差像)が顕著

従って、単結晶の格子結晶面に平行な軸を中心に回転 させると、恰も被写体の表面から深部までの各層の断面構 造の映像の如く映し出されもの考えられる。

従って、点の画像は位相効果が小さいので透過像に 近い映像となり、恰も被写体の中心断面画像のように映 し出されます。特に、象徴的な映像は、図23(a)と(e)に 撮像されたトカゲの鼓膜と思われる円形軟組織の凹凸の 張り具合が観測されている。

これらの計測から、アナライザーである単結晶を回転 すると、試料の表面から順次に深部断面をコントラスト像 として写しだしている可能性を示唆している。これらの映 像は屈折コントラストと吸収コントラストが複合されたもの であり、X線波束の位相が揃っていないと出現しない。

これまでの基礎実験を総合すると、PXRは位相が揃っ た干渉性の強い単色X線源であることが明らかである。

また、これらの画像の撮像時間は15~30分であるが、 しかし、正味の照射時間は約180~360µsで撮像でき る。これは、X線源の輝度が高いことを示唆している。

吸収コントラスト画像と位相コントラスト画像の相違を比較するために、図24(a)には、ネズミの心臓(カラー写真を、図24(b)、(c)には、通常の歯科診断用X線源(制動輻射X線:白色X線)である一般用X線源によるイメージングプレート(IP)で撮像した2枚の画像(松戸歯学部の寒河江グループ提供)を、図25(a)と(b)にはDEI法で撮像したCCDカメラとIPの位相コントラスト画像を、それぞれ示してある。



図24(a) ネズミの心臓 のカラー写真 (b) 60kV, 6mA 50ms

(c) 40kV, 125mA 10ms



図25(a),CCDカメラで 撮像したネズミの心臓 17.5keV, 300s, 積算照射時間=60µs 図25(b),IPで撮像したネズ ミの心臓 17.5keV,1800s, 積算照射時間=360µs

このように、X線撮像はX線源の位相が揃っているか 否かによって、そのコントラスト像が大きく変わる。図26 には、軽元素(プラスチック)の平板材と凸凹した板材に 非空間干渉X線と空間干渉X線を照射した場合を想定し、 X線源の違いによる吸収コントラスト画像と位相コントラス ト画像が形成される概念図を示してある。軽元素を被写 体とするX線画像では、X線の吸収率が低いために画像 にコントラストが出ない。



図26 吸収コントラストと位相コントラスの相違

これが白色X線で筋肉組織の画像が得られない理由 である。図27には、単色X線エネルギーと物質電荷(原 子番号)に対する位相シフトコントラストと吸収コントラスト の相関を示す。



図27 X線と物質の相互作用に於けるX線エネルギーと物質による位相シフトと吸収の相関

9 空間干渉単色X線を活用した医療診断構想

通常X線源(白色X線)では、軽い元素で形成される生体の軟組織はX線吸収係数が小さいために、図24のネズミの心臓画像のように、生体軟組織構造の吸収コントラスト像を得ることは困難である。

ネズミの心臓の白色X線で撮像された吸収コントラスト 画像(図24)と空間干渉単色X線で撮像された位相コント ラスト画像(図25)の比較から明らかなように、空間干渉 単色X線による画像診断では、少ないX線量でコントラス トの良い画像が得られる。従って、少ない被爆量で多く の情報が得られる利点がある。 また、X線源が単色で波束位相が揃っているならば、 図20や図21に示した伝搬法で、図3に示した空間干渉 単色X線を活用した医療診断の概念を活用し、内蔵軟組 織などの被写体を、一定の間隔で撮像し、それらの屈折 コントラスト画像をコンピューターで画像処理を行い立体 画像に合成すれば、被写体の内部構造像の3次元的表 示が可能である。これはX線CTやMRIに匹敵する医療 診断となる。また、表面から10cmの深部にある腫瘍を治 療するには、X線は40keV程度のエネルギーが必要と なる。PXRの第1単結晶をSi(111)からSi(220)に交換 すると、PXRは高エネルギーにシフトし、4keV~35ke Vの可変波長単色X線の発生が可能になる。

図28には、単結晶をSi(220)に交換して発生させたP XRで撮像した蛍光電球の吸収像を示す。このエネルギ ー領域では、造影剤であるヨウ素の吸収端(33.2keV) を活用できる。



図29には、17.5keVPXRによるネズミの腎臓側面をIP で撮像した吸収像、DEI法を用いて撮像した位相像、並 びに屈折像を示す。吸収像はネズミの腎臓にIPを密着し て撮像し、屈折像は、画像処理により位相像から吸収像 を差し引いた画像である。図29には、ネズミの腎臓正面 写真、並びに位相像と同様な画像処理した屈折像を示 す。図29に示す吸収像は干渉性単色X線で撮像したも のであり、普通の白色X線で撮像した画像よりコントラスト が強調されている。



図90 17 /レヘ\/DYDで堤偽| たつらっ堅膝側あ

図29、30の屈折画像には腎臓の空洞表面の凹凸が 描かれている。表面に異常があれば観測可能であること を示唆している。撮像時間は、何れも30分であるが、積 算照射時間は18msであり、PXRが高輝度であることを 示唆している。



図30 マウスの正面写真と17.5keVPXRで撮像

また、図31には、ブタの眼球^[13]を17.5keVPXRを用いてIPで撮像した吸収画像を示す。棒状の白い線は撮影するために眼球を吊した針である。

黒い部分は針を刺したときに眼球へ入った空気と思われる。図32、33には、ブタの眼球の側面からDEI法で撮像した部分画像と全体画像を示す。レンズの形状、角膜、虹彩の表面状態の詳細が観察可能であることが良く分かる。



測定条件 17.5keV IP 15分(18ms)2010/02 図31 17.5keVPXRで撮像したブタ眼球の吸収コントラ スト像



図32 17.5keVPXRで撮像したブタ眼球側面の吸収像 (左)、位相像(中)、屈折像(右)

10. 空間干渉単色X線強度の評価

最近、日大電子線利用研究施設に設置されている電子 リニアックによるパラメトリックX線放射(PXR)は、表1に示



図33 17.5keVPXRで撮像したブタ眼球の側面から吸 収像(左)と屈折像(右)

すような加速器パラメーターで運転されている。

一方、図20、図21、図25(a),図25(b)に示すような屈折 コントラスト画像は15~30分の照射時間を要するが、X 線の実照射時間は60~360µsであり、非常に短い。こ れはパラメトリックX放射が非常に高い輝度を有しているこ とを意味する。また、X線の立体角は、PXRの発生源であ る第1単結晶から約8m離れた地点で100mmφである。 100mmφの断面積に約2×10¹⁰個のX線束数が照射さ れると、イメジングプレートやX線CCDカメラの感度に依 存するが、現在は位相コントラスト画像1枚が撮像できて いる。これは、第1単結晶で10⁷個/秒の空間干渉X線が 発生すると、位相コントラスト画像1枚の撮像に30分を必 要とすることを意味する。

一方、電子ビームのマクロパルス幅が広いと、電子ビームパルスの後方ではX線強度が低減する現象が観測されている。最近は、電子ビームのマクロパルス幅を1~5 μ Sに狭めてPXRの基礎実験を行っている。これは、Si単結晶のデバイ温度(640K)が低いため、電子ビームのマクロパルス幅が広くなると、電子ビームがSi単結晶を通過中に発生する電離損失熱で、Si単結晶の温度が上昇し、デバイ温度に近づき、結晶構造が崩れてブラック条件がずれることが原因と考えている。

従って、単結晶の厚さの最適化によって、X線の発生 強度は大きく変わる可能性があり、これは今後の重要な 研究課題である。

最近の基礎実験では、0.2mm厚さの板状をカミソリの 刃のように削いだ形状のSi(111)単結晶に、5Hzの繰り 返し数、4μSのマクロパルス幅、135mAのビーム電流 の電子ビームを照射すると、実験室で17.5keV単色X線 の1×10⁸個/秒の線束強度が得られている。

これは、電子数が1.2×10¹⁴個で17.5keV単色X線が 1×10⁸個発生したことを意味する。即ち、10⁶個の電子で 約1個の17.5keV単色X線を発生させたことになる。

この場合、平均ビーム電流が10分の1に軽減される可能性がある。

これらの情報やデーターを基礎に、X線影像が毎秒1 枚撮像できるX線源の概念設計を試み、更にコヒーレント 単色X線によるガン治療と診断ができないかの検討をは じめた。

表1 日本大学電子リニアックのPXR運転パラメーター

電子ビームエネルギー	100 MeV
マクロパルスビーム電流	100 mA
マクロビームパルス幅	$4 \sim 10 \mu s$
マクロパルス繰り返し数	$2\sim$ 5pps
平均ビーム電流	$0.8\sim 5\mu\mathrm{A}$
電子ビームミクロパルス幅	3.5ps
加速周波数	2856MHz
ミクロパルス間隔	350ps
X線エネルギー	$5\sim35 \mathrm{keV}$
単色X線強度	10 ⁷ ~10 ⁸ 個/秒
屈折イメージング撮像時間	10~30分
積算電子ビーム照射時間	$60{\sim}360\mu{ m s}$

屈折コントラス像が毎秒1枚撮像するには、表1の平 均ビーム電流(2µA)の約2000倍、即ち、平均4mAの 電子リニアックが必要となる。この場合、電子リニアックの 電子ビーム電力は400KW(100MeV×4mA)となる。 これはパルス運転している通常の常伝導電子リニアック の性能仕様限界を遙かに超えている。更に、このビーム 電力エネルギーを高エネルギーの状態でダンプ(鉛な どの物質に吸収させる)とγ線や中性子などの2次放射 線が大量に発生し、膨大な放射線シールドが必要となる。 また、収納建屋も大きくなる。

一方、PXR発生に用いられる単結晶の厚さは、0.2m mであるが、7.5度の斜入射では、実効的な厚さは1.5 mmとなる。この場合、単結晶で100MeV電子ビームが 失う制動放射エネルギーは、約1.5MeVとなる。

通常の電子リニアックでは、加速管の高周波損失が大きいため電子ビームからエネルギー回収ができない。 従って、残りの約98.5%の電子ビームエネルギーをビ ームタンプに捨てられている。このような状況を避けるために、高エネルギー電子ビームの電力を高周波電力として回収し、加速に再利用するエネルギー回収型電子リニ アックの開発を進めた。

11. 超伝導電子リニアックの問題点

一方、電子リニアックをコンパクトにするためには、高 電界加速を試み、加速管の長さを短くすることを試みる が、しかし、超伝導電子リニアックでは加速管を高電界す ると電界放出電子の強度が強まり、この放出電子が超伝 導状態を破壊する厄介な問題が生ずる。これが超伝導リ ニアックの高電界加速を抑制している。また、超伝導材 で製作された加速管を冷却し、4K以下の超流動温度に 下げることが必須となり、大型ヘリウム冷凍装置が必要と なる。

超伝導リニアックでは、高周波空洞のQ値が10¹⁰を超 えるので、個々の加速空洞の共振周波数を加速周波数 に一致させることが困難であり、共振状態のメカニカル制 御を容易にするために、加速管全体が一個の共振器に なるπモード定在波型加速管で稼働させている。 このモードでは加速空洞に定在波が常駐するために、 加速電場の2倍の高周波電場が発生し、電界放出電子 が増大に拍車をかけ、これがもう一つの加速電界を制約 する要因となっていた。

しかしながら、電界放出電子による超伝導の破れを考慮 に入れると、医療用として実用的な超伝導電子リニアックの エネルギー利得は25MeV/mが妥当であり、50MeV/m の高電界加速を目標に電子リニアックのコンパクト化を図 るには、この条件では物足りない。

そこで、超伝導加速管に頼らずに、高電界加速が可能 で且つ加速ビームからエネルギーを高周波電力として回 収する方法の具体的な加速システムの新たに検討を始め た。

11. コンパクト空間干渉単色X線源の開発に向けて

空間干渉単色X線源による放射線治療や診断を既設の 放射線治療施設と同様に普及させるには、空間干渉単色 X線源が小型であり、限られた面積や空間に設置できるこ とが必須の条件である。また、空間干渉単色X線を発生さ せるには、高品質で大強度の100MeV級電子ビームが必 須となる。しかしながら、空間干渉単色X線発生には、薄い 単結晶に電子ビームを照射して、電子ビームの僅かなエ ネルギーがX線に変換されるだけである。

従って、使用後の電子ビームエネルギーを活用するに は、電子ビームの残留エネルギーを高周波電力として回収 し、加速エネルギーとして再度利用する必要があり、これに はエネルギー回収システムが不可欠となる。

当初は、エネルギー回収システムに超伝導電子リニアック を予定していた。即ち、超伝導加速管を用いて電子ビームを 加速し、図34に示すように、用途を終えた電子ビームを再 び加速管の減速位相に入射して電子ビームを減速させなが ら、電子ビームからエネルギーを高周波電力として回収する。 超伝導加速空洞は高電界にすると電界放出電子が大量に 発生し、加速空洞の超伝導状態が壊れるために、高電界加 速の上限は自ずと制限される。現在、25MeV/mが実用的 な限界であり、100MeV級の加速システムの長さは5mを超 える。これは加速装置のコンパクト化を制約する。そこで、超 伝導電子リニアックと同等にエネルギーが回復するコンパク ト加速システムを探究するため、「大強度コンパクト空間干渉 X線源の開発を目標に新たな検討」を開始した。

最初、図34に示すように、電子銃とバンチャーからなる 入射部で数MeVに加速した電子ビームを定在波型加速管 で数十MeVに加速して、この電子ビームを180度偏向し Work Area で薄い単結晶を照射後、更に180度偏向し、再 び加速管の減速位相に入射して、電子ビームからエネルギ ーを高周波電力として回収するシステムを想定し、実用的な エネルギー回収システムが成り立つかどうかを検討した。

先ず、加減速管にSバンドの常伝導の定在波型加速 管を想定し、電子ビームを加速後に減速電子ビームから 高周波電力を回収し加速高周波電力として再利用すること を試みた。その計算結果では、電子ビームの加減速は達 成されるが、加速管で消費される高周波電力が大きいため に、減速によって回収した高周波電力では、後続の電子ビ ーム加速に必要な高周波電力を賄えないために、高周波 源から大電力を供給することになり、従って、ビーム負荷率 も大きく制限される。また、この方法の最大の問題点は、単 結晶を照射した際に受ける加速ビームのエミッタンス増大 が、減速ビームからそのまま加速管に持ち込まれるために、 加速ビームのエミッタンスも悪化することにある。



図34 エネルギー回収型電子線形加速器の基本概念図

そこで、この弊害を避けるために、単結晶の照射によっ て悪化する電子ビームのエミッタンスのブローアップ成分 を加速システムに持ち込まないようにするために、図35に 示すように、加速管と減速管を直列に並べて、それぞれ加 減速管の入出力空洞を導波管で接続し、加速管と減速管 を分離して高周波の閉回路を形成する。この閉回路では、 ビームのブローアップ成分は減速管で放射され蓄積・減衰 し、加速管には移動しないように処置することができる。こ の閉回路では、高周波電力が加速管と減速管を進行波と



図35 エネルギー回収型の高周波環流加速システムの 概念図

して通過し還流する。

従って、高周波電力損失は、加減速管の長さが同じであ るならば、定在波加速管1本に等しい。また、加速管と減速 管で閉回路を形成する還流型加減速システムでは、加速 と減速の2つの機能を完全に分離できるので、電子ビーム の加減速特性と加源速管の高周波電力損失を明白にできるのが特長である。

このモデルを使って、加速管の高周波電力損失がどの 程度であれば、電子リニアックのエネルギー回収システム が成り立つがを調査した。

12. エネルギー回収型クライオ電子リニアックの構想

最初に、通常の銅材で製作されたSバンド(2856MH z)の加速管の加減速特性を、図35に示すようなモデルを 使って検討した。即ち、閉回路に高周波電力を供給し定常 状態になった時点で入射部から電子ビームを入射し、加 速システムの加減速特性と高周波電力損失を計算した。

その結果、常温では、加速特性は適合するが、予想通り に加減速管を還流する高周波電力損失が大きいため、減 速管から満足する高周波電力量が得られず、エネルギー 回収システムは機能しなかった。エネルギー回収は超伝 導空洞以外に方法はないのかを改めて調査した。

最近、超伝導材の補材として開発された高純度銅は、低 温に冷却すると電気抵抗が残留抵抗まで低減する図36に 示すような特性を持つことが分かった。



ここで、RRR-100は、銅を低温に冷却した時、残留 抵抗が常温の比抵抗の1/100であることを意味する。

そこで、高純度銅を低温にすると電気抵抗が低減する 特性を活用すると、電子リニアックに於いてエネルギー回 収が可能かどうかを検討した。無酸素銅(RRR-30相 当)で製作した加速管を液体窒素温度まで冷却すると、モ デル閉回路のエネルギー回収がとうなるかを計算した。 但し、加速管の高周波電力損失は高周波空洞の表面電 気抵抗に依存し、表皮の深さの関数とした。即ち、表皮の 深さ δ は比抵抗 ρ 、周波数f、透磁率 μ の関数 (δ = (2 $\rho/\omega \mu$)に依存すると仮定した。計算結果は、常温の場 合より、エネルギー回収特性は、或る程度改善されたが、 実用化には不十分であった。

次に、RRR-1000, RRR-3000、RRR-6000など の色々な銅材の加速管で閉回路を構成し、液体水素温 度に冷却した場合、閉回路の加減速特性がどのように変 化するかを検討した。最終的には、加速管をRRR-60 00で製作し、加速電界強度を高めるため、加速周波数を Sバンド(2856MHz)からCバンド(5716MHz)に変え、 加速空洞構造の最適化を選択し、20Kに冷却した場合 の加速特性を求めた。計算結果では、エネルギー回収 が可能で卓上型クライオ電子リニアックが実現可能であ ることを示唆した。しかし、マイクロ波領域では、異常表 皮効果による加速性能低下が予測され、RRR-6000で テスト空洞を製作し、テスト空洞の高周波損失の温度依 存性を測定することになった。

13. テスト空洞の低温特性

テスト空洞は、図37に示すように、Cバンド2π/3モードの3空洞構造で設計され、RRR-6000相当の7N 銅材を用い拡散接合方法^[15]で作成された。



Cバンド2π/3モードテスト円筒空洞

図37 Cバンド2π/3モードテスト空洞の断面図

テスト空洞は拡散接合後、排気し大気漏れテストを実施 したが、漏れは感知されなかった。また、テスト空洞には、 図38に示すように入出力端子が取り付けられ、拡散接合 の前後に常温、大気圧の環境で、高周波損失の測定が、 ネットワークアナライザーを用いて行った。

測定結果は、拡散接合前のテスト空洞の共振周波数が、 f=5.71810GHz、テスト空洞の負荷利益係数が、 Q_L = 6148であった。また、拡散接合後の共振周波数が、f= 5.718189GHz、 Q_L =6913であった。拡散接合前後で 共振周波数の変化は89kHzと小さかったが、テスト空洞 の Q_L 値は、拡散接合によって、約12%改善された。これ は、高周波空洞を構成する部品の接触面が拡散接合に より一体化し、接触抵抗が低減したためと考えられる。

高純度銅材の拡散接合は、高周波空洞の性能向上に 有効であり、且つ真空容器として使用できることを確認し た。次にテスト空洞は、クライオスタットに収納し、入出力 ケーブルの結合度を常温で計測した後、極低温:10Kに 冷却した。テスト空洞の高周波損失係数:Q_Lは、10Kに 冷却した後に、10Kから300Kの温度領域でネットワーク アナライザーを用いて連続的に測定^[15]された。



図38 拡散接合で製作したCバンド2 π/3モード テスト空洞

入出力端の結合度は、テスト空洞を10Kに冷却すると、 常温の約3倍になったが、この変化でテスト空洞の無負荷 利益係数Q。値は、オーダーで変わることは予測されな かった。

テスト空洞のQLの温度依存性は、図39に示すように、

10~20Kの温度範囲では、ほぼ一定で、その平均はQ L=33618であった。また、20K~300Kの温度範囲では、 Q_L値が大きく低減した。常温(300K)の平均Q_L値は、Q_L =6174であった。

参考のため、テスト空洞の共振周波数fの温度依存性の 測定結果を、図40に示す。10Kから40Kの低温領域では 共振周波数の温度変化は小さいが、40Kより高温領域で は、急激に増大する。この変化は、銅の腺膨張の温度係 数に相当している。

一方、テスト空洞のQLの温度依存性は、表皮の深さる に基づく計算結果と異なる値を示した。

これは、明らかに異常表皮効果の影響による結果と考 え、エネルギー回収型の高周波還流加速システムの高周 波損失をテスト空洞の実測値を使って再計算することに なった。









参考資料として、テスト空洞設計寸法を表2に、銅材の 温度依存性と高周波特性に関する設計パラメーターを表 3、テスト空洞の拡散接合前後の高周波特性の変化、並 びに温度依存性の測定結果を表4に示す。

表2 テスト空洞設計寸法

共振周波数	5712 MHz
デスク穴径(2a)	$13.500 \ \mathrm{mm}$
デスク穴エッジの曲率半径(ρ)	1.298 mm
デスク板の厚さ(t)	2.500 mm
円筒空洞内直径(2b)	41.700 mm
円筒空洞長(D)	15.000 mm

表3 テスト空洞の高周波特性の設計パラメーター

温度	比抵抗	表皮深さδ	Q ₀ 値	R_0	材料
K°	Ω/m	$10^{-8} {\rm m}$	10^{3}	$M\Omega/m$	RRR
300	1.72×10^{-1}	87.4	8.6	93	30
20	2×10^{-11}	2.97	253	2757	1000
20	9.5×10^{-12}	2 2.5	367	3982	6000

表4 テスト空洞の計測高周波特性

温度	比抵抗	拡散	妾合	周波数	Q _L 値	材料
K°	Ω/m			10 ⁹ Hz	10^{3}	RRR
300	1.72×10^{-1}	-8 È	前	5.7181	6.148	6000
300	1.72×10^{-1}	-8 í	後	5.7182	6.913	6000
20	9.5×10^{-5}	-12	後	5.7389	33.858	6000
300	9.5×10^{-1}	-12	後	5.7181	5.977	6000

高純度銅材(7N:RRR-6000)の直流抵抗を基準と する比抵抗 ρ は、表3に示すように、常温で $\rho = 1.72 \times 10^{-8} \Omega/m$ 、20Kで $\rho = 9.5 \times 10^{-12} \Omega/m$ である。

もし、異常表皮効果がないと仮定し、20Kに冷却した テスト空洞の無負荷利益係数: Q_0 は、表皮の深さ δ で計 算すると、 Q_0 =367000となる。しかし、テスト空洞の負 荷利益係数 Q_L の実測値は、表4に示すように、 Q_L =33 858であった。

計算値のQ₀と実測値のQ_Lの大きな差は、異常表皮効 果によるものと推定される。

ネットワークアナライザーを用いて、テスト空洞のQ₀の 温度依存性を相対的に計測することは容易であるが、Q₀ の絶対値の測定には、不確定要素が加わり容易ではな い。20Kと常温で計測されたテスト空洞のQ_Lは、同じ測 定器で計測した値であり、その比には不確定要素が小さ いので、Q_Lを基準に表皮効果の評価を行うことにした。

14. 異常表皮効果の評価

一般論として、テスト空洞の利益係数Qは、その高周波 損失と密接に関連し、テスト空洞に蓄えられる電磁エネル ギーUとテスト空洞で1サイクルの間で消費される平均電 力損失(P/ω)の比で定義され、Q=U/(P/ω)で記述さ れる。

空洞に蓄えられる電磁エネルギーUは、空洞内に励起

される磁界Hの2乗の体積積分で表され、U= $\int_{v} H_{v}^{2} dv$ で与えられる。また、空洞の電力損失Pは、空洞壁の電気 抵抗をR_sとすると、P=R_s/2 $\int_{s} H_{s}^{2} ds$ で記述され、また、 空洞の表皮の深さを δ とすると、P=(δ /2){ $\int_{s} H_{a}^{2} da$ }で 記述される。従って、

 $Q = (2/\delta) \{ \int_{v} H_{v}^{2} dv \} / \{ \int_{s} H_{a}^{2} da \} = (2/\delta) K$

= $(2/R_s) \{ \int_v H_v^2 dv \} / \{ \int_s H_a^2 da \} = (2/R_s) K$ (1) で表される。ここで、K= $\{ \int_v H_v^2 dv \} / \{ \int_s H_s^2 da \}$ で、K はテスト空洞の構造のみ依存する関数で定数である。Kの 値は、デスク負荷構造加速管の計算式^[16]から得られ、テ スト空洞のKの計算値は、K=3.782(Ω mm)であった。

異常表皮効果が予想される20Kの低温では、電子リ ニアックの設計に、RRRで表示した比抵抗値をそのまま 加速管の設計には使えない。そこで、(1)のRs=K/Q₀ から高周波抵抗Rsを計算し、それと対価の比抵抗を求め た。異常表皮効果を考慮した比抵抗を ρ *で記述すると、 $\delta = (2 \rho^* / \omega \mu)^{1/2} i Rs と等価であり、$

$$\rho^* = R_S^2 \omega \mu / 2$$
 (2)
記述できる

と記述できる。

20Kのテスト空洞のQ₀値の代わりに、実測値のQ_Lを用 いて、R_sを計算すると、R_s=1.117×10⁻⁴(Ω mm)とな る。一方、(2)から ρ *は、 ρ *=2.826×10⁻¹⁰(Ω /m) である。銅の比抵抗 ρ は常温で ρ =1.72×10⁻⁸(Ω /m)であり、これをRRR-1で表される。これを基準にす ると、異常表皮効果を考慮した20Kに於けるRRR-600 0の比抵抗は、 ρ / ρ *=60.8と等価と見なすことが出来 る。即ち、20Kで稼働するテスト空洞では、測定値Q_Lを 基準にすると、RRR-6000はRRR-61と等価である。

一方、テスト空洞の20Kと常温で計測されたQ_Lの比は、 表4から、R=33858/5977=5.66となる。これは、RR R-6000の高純度銅を20Kに冷却した時、 $\rho / \rho^* = R$ ×2=64であることからも、妥当であると言える。

高純度銅に応力歪みがなく、Q_LとQ₀の測定に大きな 誤差がない場合、C バンドテスト加速空洞の測定結果か ら、RRR-6000を20Kに冷却した場合、異常表皮効果 を考慮した5.739GHzに於ける高周波抵抗成分は、直 流抵抗に換算してRRR-61以上であると推定される。

ここでは、テスト空洞のQ_LとQ₀の比が0.9、RRR-60 00がRRR-66と等価であると仮定して、クライオ電子リ ニアックのCバンド加速管の再設計を行った。

15.100MeV級テーブルトップ電子リニアックの 実現に向けて

繰り返し述べたように、がんの放射線治療効果を高めるには、がん腫瘍と正常細胞の被爆線量比を大きくすることが重要であり、そのためには、放射線を集束してがん腫瘍に向けて、3次元的に同時照射を行う必要がある。この状態をX線で実現するには、単色で干渉性を持ち透過力あるコンパクトなX線の発生源が必要となる。単色干

渉性X線は、100MeV級の電子ビームを数~数百ミクロ ンの薄い単結晶に照射して得られるが、これには高品質 の高エネルギー電子ビームが必要である。単色干渉性 X線は、電子ビームが単結晶の原子間の通り抜けるとき、 ローレンツ圧縮された電子の電場が単結晶の原子を強 い近接場効果で摂動し、原子の電子群を分極振動させ、 その波動が単結晶の周期構造場を伝搬し、単結晶格子 面でブラック反射して、結晶面からパラメトリックX線放射 として発生する。薄い単結晶を通過中に、電子ビームは 周期構造場にウェーク場、制動輻射、電離エネルギーな どを放出するが、そのエネルギー損失は、高々数keV ~数百keVに過ぎない。従って、電子ビームのビーム電 流が多い場合、この電子ビームをビームダンプに直接投 射すると、γ線や中性子などの2次放射線を大量に発生 し、それらを遮蔽するために、膨大な放射線シールドを 必要し、放射線発生装置は大型になる。

これを避けるには、電子ビームのエネルギーを高周波 電力として回収し、y線や中性子などの2次放射線の発 生を可能な限り制限することが不可欠となる。

そこで、テスト空洞実験データー(図39のQ_Lデータ ー)を基軸に、異常表皮効果を考慮した閉回路に於いて、 クライオ電子リニアックがエネルギー回収を可能である かどうかを評価するため、閉回路をユニットにした加減速 特性の再計算を行った。

長さ約50cmのCバンド加速管2本を1対とする加減速 ができる閉回路システムを20Kに冷却し、閉回路に22.5 MWの高周波電力を環流させ、0.2Aの電子ビームを供 給すると、図41に示すように、電子ビームを約25MeV に加速できる。この電子ビームで単結晶を照射し、約50 cmの減速管に輸送して電子ビームを減速すると、図41 に示すように、約19.5MWの高周波電力を回収でき、こ れを加速管に還流し再利用ができる。

図35に示すような閉回路では、加速管入力空洞に供 給される高周波電力と減速管終端の出力空洞から流出 する高周波電力の差が加減速管で消費された高周波電 力を意味する。また、閉回路の定常状態では、この差の 高周波電力を高周波源(クライストロン)から方向性結合 器を通して供給する。従って、パルスの積み上げには、 高周波電力が閉回路を短い時間で周回することが重要と なる。短い時間で積み上げるには、クライストロン出力電 力の変調比が大きくなる。この加速システムでは、高周 波電力損失の少ない短い加速管と減速管を1セットにし た閉回路に小電力高周波電力を積み上げ、大電力が還 流する状態にしてから、電子ビームを加速管に入射する ことになる。電子ビームが加速管に入射すると、高周波 電力が電子ビームエネルギーに変換され加速管終端で 電子ビームのエネルギーは最大になり高周波電力は最 小になる(図41の左半分を参照)。

電子ビームが減速管に移行すると、電子ビームエネル

ギーが減速管に高周波電力として変換されて、減少した



図41 Cバンドクライオ電子リニアックの加減速特性

高周波電力は減速管終端で最大となり、エネルギー回収の機能が果たされる(図41の右半分を参照)。

以上の検討から、この閉回路を4セット並列に構成し、 各閉回路に22.5MWの高周波電力を環流させると、0. 2Aの電子ビームを100MeV以上に加速でき、加速後 に入射エネルギーまで減速できることが判明した。

参考のために、Cbandクライオ電子リニアックの加減 速特性を常温に戻した場合、加減速特性がどうのように 変化するかを、図42に示す。

常温に於ける還流型ERLシステム(22.5MW)



図42 Cバンドクライオ電子リニアックの常温に於ける加 減速特性

このことから、100MeV級の電子リニアックをテーブ ルトップにすることは夢でない。実用性に耐えるものが実 現するならば、放射線治療分野に新たなメデカル・イノ ベーションを創成することができ、21世紀の長寿化社会 における医療福祉やX線科学の進展に新たな展開が開 けると期待できる。

単結晶を通り抜けた電子ビームのエネルギーを再び 高周波電力に変換して、放射線遮蔽を軽減し、高周波電 力を電子リニアックの加速に再利用する。エネルギー回 収型電子リニアックの必要性は以上の理由に依る。閉回 路を4段に並べた最もシンプルなテーブルトップ電子リ



図43 クライオ・電子リニアックのブロック図



図44 クライオ・電子リニアックのブロック図



ニアックをベースに、コンパクトなコヒーレント単色X線源のモデルを基盤とする具体的なブロック回路を図43に

示す。また、X線発生装置を含むクライオ電子リニアックの基本配置図の凡例を図44に示す。

また、加速管4本で構成される加減速システムを 1 個 のクライオスタットに収容した具体例を図45に示す。

図44には、冷却装置と高周波パルス電源を除いた加速器とX線発生装置の主要な装置は含まれており、電子リニアック本体は4.0×1.5m²の面積に収まり、テーブルトップ型コレーレントX線源が実現する可能性を示唆している。カンターバランスを良くするとタンテーブルに搭載することも可能になり、医療診断や放射線治療用のX線源として高度な機能が発揮できる。特に、X線発生用の単結晶にダイヤモンド単結晶を用いると、X線エネルギーはシリコンの2倍弱であり、厚さが1μmの場合、10 OMeVの照射電子ビームが制動輻射で失うエネルギーは2keV程度である。

従って、照射用単結晶から放射される y 線や中性子 の線量は非常に少ないため治療室に直接X線発生装置 を持ち込める可能性が高く、使い勝手は非常によくなる。 現在の銅の素材はRRR-3000であるが、RRR-10000 が流通するようになれば、電子リニアックの熱負荷が4 2%削減され、冷凍設備のコストも低減できる。 Sバンド 電子リニアックとCバンド電子リニアックの比較では、Cバ ンド電子リニアックは長さがSバンド電子リニアックの約1 /2、容積は約1/8であり、容積はコスト低減の大きな要因 となり得る。これが C バンド加速管を選択する理由の1つ である。

表5には、40keVの単色X線が10¹²/秒個得られる、 X線発生装置を目標に設計したテーブルトップ型クライ オ電子リニアックのパラメーターの凡例を示す。

表5 テーブルトップ型クライオ電子リニアックのパラメー

h.

<u></u>	
クライオ加速システム	エネルギー回復方式
冷却温度	−253°C
冷却保全	クライオスタット
加速管素材	RRR-6000
電子銃	熱陰極3極管
電子銃電圧	-150kV
最大ビーム電流	1.5A
規格化エミッタンス	$< 5 \pi\mathrm{mm}\cdot\mathrm{mrad}$
プレバンチャー(空洞数)	3
バンチャー(空洞数)	12
入射ビームエネルギー	2.5 MeV
マクロパルスビーム電流	0.2~1.0A
加速周波数	5.712 GHz
加速モード	$2\pi/3$
加速方式	進行波環流
加速管構造	デスク負荷進行波型
加減速管空洞数	$29 \sim 30$
加速管の全長	$1014 \times 4 \text{ mm}$
環流周回時間	500ns
加速エネルギー	$101{\sim}74.4\mathrm{MeV}$
高周波電力	22.5×4 MW
積算電界減衰量(αL)	0.135
高周波尖頭電力損失	1.1×4 MW
ジュール損失(平均)	$\sim 880 \mathrm{W}$
高周波電力負荷率	2×10^{-4}
平均ビーム電力	$2.9 \sim 20.2 \text{kW}$
平均ビーム電流	$40\sim 200\mu\mathrm{A}$
X線の全線束数	$\sim 10^{11}$ /S
パルス持続時間	10 μs
繰り替え数	10 pps
高周波源	クライストロン×1本

クライストロン(グリット変調)	出力変調型
尖頭高周波出力電力	$3\sim 30 \mathrm{MW}$
平均高周波出力電力	$12 \mathrm{kW}$
パルス電源	30kW

16. おわりに

高齢化が進む日本では、ガン患者が急増し、ガンは 死因の主な要因であり、ガン対策は大きな社会問題であ る。特に、若い年代のガン患者は進行が早く、ガン腫瘍 を早急に除去し、完治できる方策を確立しなければなら ない。最近、X線、y線、中性子線、陽子線、炭素線など による定位照射を中心に放射線治療が盛んに行われて いる。 yナイフ、サイバーナイフ、或いはブラックピ ーク特性を活用した粒子線など高尚な定位照射にはそ れぞれ特長があり、優劣を比較することは難しいが、ここ で、理想的な定位照射とは何かを、もう一度詳細に検討 する時期に来ていると思われる。

空間干渉単色X線源によるガン治療・診断の接点は始まったばかりであり、放射線、医学物理、生命科学、加速器などに係わる多くの研究者や技術者の力を結集し、これから派生する諸問題と真摯に対峙することが重要であり、政府による真摯な対応に期待を寄せている。

この概念設計は数年前に基盤研究Sに応募した研究 課題「コンパクト空間干渉X線源の開発」を基軸に草案し たものである。本プロジェクトを推進するために、色々な 計画と連携する機会が多くなり、昨年の4月にJSTの機器 開発プログラムに応募し、7月にヒヤリングを受けたが、 機が熟していないためか、採択には到らなかった。本プ ロジェクトは、その時の応募内容を基軸に纏めたもので ある。

クライオ電子リニアックは、これまでの加速器の常識に 対する新たな挑戦でもあり、加速管の素材、環境、構造 を融合させ複合的に検討しない限り、決して成し得ない 代物である。一方、「電子リニアックに於けるエネルギー 回復が超伝導空洞を用いる以外に可能性は無いの か?」の視点に立ち、常温における電子リニアックの近 接場の緩い構造(デスク穴径の大きい)の検討から液体 水素温度の金属素材の特性まで視野を広げた検討を行 った。これまでの電子リニアック優れた特性(電子のウェ ーク場と相互作用の大きい:R/Qが大きい)を活かし、且 つ普通の金属電気抵抗が極限まで小さくなる素材と温度 環境を活用すると、異常表皮効果を考慮しても、加速空 洞の電気抵抗が常温の数十分の1になり、閉回路のエネ ルギー回収はほぼ達成され、残留エネルギーも1MeV 以下にできることを見出した。一方、RRR-6000相当 の純銅で制作したテスト空洞の高周波損失特性はQrの 温度依存性に明確現れ、クライオ電子リニアックの実現 の可能性を示唆している。

PXRに於けるコヒーレントX線の発生は、単結晶に入

射する個々の電子のウェーク場と単結晶の周期構造結 晶場の相互作用によるものであり、原子配列された周期 構造はÅオーダーであり、この近接場効果の強い距離を 電子が通り抜けることがPXRの輝度を高めている要因で ある。

X線強度を最強にするには、単結晶の周期数の最適 化は非常に重要な研究課題であると考えている。

コンパク電子リニアックの検討には、高周波空洞特性 の色々なパラメーターが必要とする。これらパラメーター を追求するのに、高周波空洞を解析的に解くことができ るDDCコード(中村プログラム^[16])は、非常に有効であ った。このコードを使って計算した結果では、超伝導電 子リニアックでなくとも、高純度銅材(7N相当)で加速管 を製作し、20Kに冷却すれば、異常表皮効果を考慮して も、エネルギー回復が可能であることを示唆している。

またCバンドの低温電子リニアックが実用化すると、電子リニアックのコンパクト化を更に発展すると確信している。

Reference

[1] Y. Hayakawa, et al., Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1044.

[2] Y. Hayakawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. B227 (2005) 32

[3] T. Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR", SRI2006 The Ninth Inter. Conf. on Synchrotron Radiation, May 28-June, 2006 Daegu, Korea.
[4] Broerse JJ et al :Int J Radiat Biol 13559-572.

Barendsen GW:Curr TopRadiat Res Q4,293-356, 1968.

[5] M.Simon, et al, "A New Type of X-ray Condenser Lenses with Large Apertures Fabricated by Rolling of Structured Films", X-ray Optics and Microanalysis, Proceedings of the 20th International Progress.

[6] I. Sato, et al., "*Study for the Performance of Cancer Medical Treatment using a Coherent M0nochromatic X-Ray*" Proceeding of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan And the 33th Linear Accelerator Meeting in Japan (2008) p64-68.

[7] KEKの波戸、岩瀬の両氏と情報交換

[8] KEKの波戸、岩瀬の両氏と情報交換

[9]Y. Hayakawa, et al., Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1044.

[10] Y. Hayakawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. B227 (2005) 32.
[11] T. Kuwada, et al., "*Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR*", SRI2006 The Ninth Inter. Conf. on Synchrotron Radiation, May 28-June, 2006 Daegu, Korea.

[12] Y. Takahashi, et al, "*Phase-contrast imaging with a novel X-ray source*", AIP Conference Proceedings, 1221, 119-123 (2010).

[13] 試料は雑條正泰氏(愛知医大)が提供

[14] 低温工学協会編、「超伝導・低温工学ハンドブック」、オーム社(1993年)

[15] KEKの高畠氏との情報交換

[16] Masao NAKAMURA, "A Computational Method for Disk Loaded Waveguides with Rounded Disk- Hole Edges" JJAP,Vol.7,No.3, (1968) p257-271.

[17] KEKの吉田氏との情報交換