

Study of Terahertz-wave Spectrophotometry by Compton backscattering Using Coherent Transition Radiations

Norihiro Sei¹, Toshiharu Takahashi²

¹Research Institute of Instrumentation Frontier, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology
1-1-1 Umezono, Tsukuba, Ibaraki 305-8568, Japan

²Research Reactor Institute, Kyoto University, Kumatori, Osaka 590-0494, Japan

Abstract

The terahertz-wave spectrophotometry by Compton backscattering using relativistic electron bunches and coherent radiations has been proposed. In order to confirm the utility of this spectrophotometry, we carried out a preliminary experiment of measurements of the Compton backscattering photons using the KURRI-LINAC.

コヒーレント遷移放射を利用したテラヘルツ波電子線分光の研究

1. はじめに

近年テラヘルツ帯においてコンパクトな光源が開発されるようになり、テラヘルツ波分光測定を用いた研究が目覚ましく発展している。テラヘルツ波分光測定を現在支えている主要な技術は、時間領域分光法やパラメトリック発振技術である。これらの技術では、光路遅延回路や波長スキャンによって、広い波長領域における物質反応情報を得ている。そのため、同時刻のスペクトル情報を得ることはできず、物質の時間変化を捉えるには不向きである。同時刻分光はポリクロメータを使用すれば可能ではあるが、テラヘルツ帯では広い波長域にわたって高感度素子を多数集積することは困難であろう。そこで、連続スペクトルを有するテラヘルツ波を相対論的電子ビームに衝突させて、観測しやすい波長帯へ波長変換するテラヘルツ波電子線分光法が提案された[1]。このような散乱は逆コンプトン散乱と呼ばれ、短パルス高強度レーザーを用いた高エネルギー光子束発生に利用されている。散乱光子の波長が可視域またはX線領域であれば、マルチチャンネルのフォトカウンティングが可能であり、ナノ秒スケールでスペクトルの同時刻測定が行える。この分光法には強力なテラヘルツ光源が不可欠であるが、加速器を使用したコヒーレント放射は要求される強度条件を満たすことが可能である。この論文では、テラヘルツ波電子線分光法の概要について説明し、京都大学原子炉実験所のLバンドライナックのコヒーレント遷移放射を利用した予備実験の結果について記述する。

2. テラヘルツ波電子線分光法

加速器から射出されるテラヘルツ帯のコヒーレント放射の一部を切り出してテラヘルツ波電子線分光に使用すると仮定する。スペクトル $P_a(I)$ を有するそのコヒーレント放射は集光されて試料に照射され、その透過光もしくは反射光が再び集光されて、電子バンチに正面衝突する。

$$I_{CB} = \frac{[1 + (fg)^2] I}{4g^2} \quad (1)$$

コヒーレント放射と相対論的電子バンチの逆コンプトン散乱により、高エネルギー光子束が発生する。逆コンプトン散乱光子の波長 I_{CB} は、コヒーレント放射の波長 I を用いて次式で与えられる。

ここで f は電子バンチ運動軸からの角度を、 g は電子エネルギーを静止質量で除した値を表している。コリメータを使用して $f \ll 1/g$ の立体角のみ取り込めば、 $I \approx 4I_{CB}g^2$ と見なすことができる。

$$\frac{\Delta I_{CB}}{I_{CB}} \approx \sqrt{(q_a g)^4 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2} \quad (2)$$

逆コンプトン散乱光子束の波長分散には電子バンチのエミッタンスとエネルギー分散、計測時の取り込み角 q_a 、およびコヒーレント放射の波長分散 $\Delta I/I$ が影響する。取り込み角を比較的大きくして電子バンチ特性を排除すれば、逆コンプトン散乱光子束の波長分散 $\Delta I_{CB}/I_{CB}$ は次式のように近似できる。

テラヘルツ波の輸送による損失を $L_t(I)$ 、(3) もしくは反射による損失を $L_r(I)$ と表すと、逆コ

¹ E-mail: sei.n@aist.go.jp

コンプトン散乱光子数 N_{CB} は次式で与えられる。

$$A_{eff}(I) = 2p[s_e^2 + s_p^2(I)]$$

ここで s_c はコンプトン断面積を、 $A_{eff}(I)$ は衝突点における有効面積を表しており、次式で与えられる。

ただし、 s_e と s_p はそれぞれ衝突点における電子バンチ及び輸送されたコヒーレント放射の(5) - ムサイズを意味している。一般的にはコヒーレント放射の波長は比較的長いので、 $A_{eff}(I)$ にはコ

$$N_m(I_{CB}) \approx 1.5(q_a g)^2 \int_{I-\Delta I/2}^{I+\Delta I/2} N_{CB}(x) dx$$

ヒーレント放射の寄与が大きくなる。これらの式より、コリメータの取り込み角 q_a 内で計測させる逆コンプトン散乱光子数 $N_m(I_{CB})$ は、(6)で近似できるだろう。

ここで因子1.5はコンプトン散乱のエネルギー分布を考慮して近似的に導出される。一般に $N_m(I_{CB})$ は小さな値であるが、エネルギー回収型リニアックのような高強度のコヒーレントシンクロトロン放射が得られて電子バンチ数の多い加速器では、十分に計測が可能であろう。コヒーレント放射によく見られる波長1mm程度を入射光とした場合、電子エネルギーを10~20MeVに選べば逆コンプトン散乱光子の波長は可視域~紫外域になり、分光して多チャンネル同時計測ができる。試料による影響は因子 $L_s(I)$ として評価できるため、テラヘルツ波同時刻分光を実現できる。

3. KURRI-LINACを用いた実験

テラヘルツ波電子線分光の原理実証を行うために、京都大学原子炉実験所のLバンドライナックKURRI-LINACを使用し、逆コンプトン散乱光子束の観測を行った。KURRI-LINACはライナックをベースとしたテラヘルツ帯光源としては国内で唯一の共同利用施設であり、様々な形態のコヒーレント放射の測定やテラヘルツ波分光測定などで先駆的な成果を挙げている[2,3]。共同利用として使用できる光源はコヒーレント遷移放射であり、高強度な波長は1~3mm、電子エネルギーは通常40MeVで運転されている。しかし、上述したように、テラヘルツ波電子線分光法に

$$N_{CB}(I) = \frac{s_c N_e N_p(I)}{A_{eff}(I)}$$

$$N_p(I) = 2pc \frac{P_a(I)}{hI} [1 - L_T(I)][1 - L_S(I)]$$

において逆コンプトン散乱光子の波長を可視以下にするためには、電子エネルギーは20MeV以下が望ましい。そこでまず、電子エネルギーを

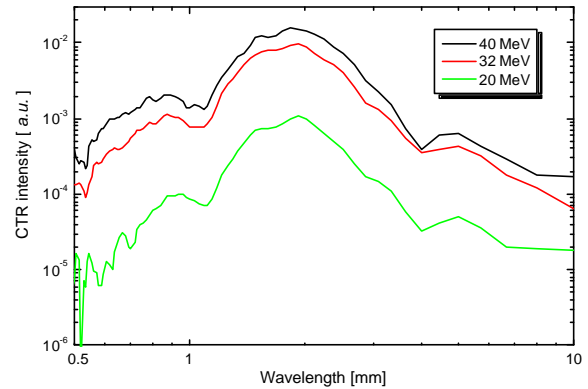


図1 計測室で測定されたKURRI-LINACのコヒーレント遷移放射スペクトル。

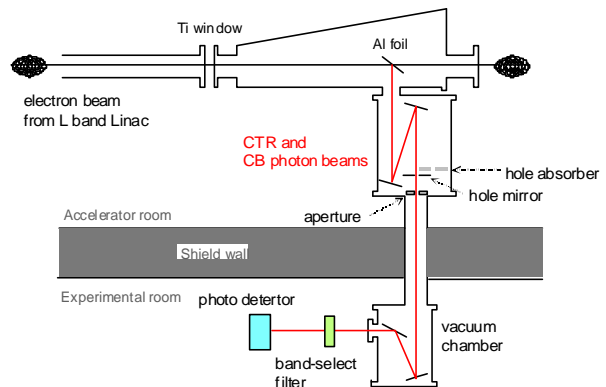


図2 コヒーレント遷移放射を用いた逆コンプトン散乱光子束測定の実験配置図

20MeVに設定してコヒーレント遷移放射スペクトルを測定した。図1に各エネルギーにおけるコヒーレント遷移放射スペクトルを示す。スペクトルの形状は電子エネルギーが40MeVのときにやや短波長成分が増えてはいるが、各エネルギーとも似通っており、電子バンチのパルス構造に対するエネルギーの影響は小さいと考えられる。電子エネルギーを下げることでエミッタが劣化して透過電流量は60%以下に減少するが、それ以上にコヒーレント遷移放射の強度が低くなっていることがわかる。コヒーレント遷移放射は、ライナックが設置されている部屋で平行光束にされて隣の計測室まで輸送されるが、その距離が長いために光源の発散が大きくなると輸送効率が下がってしまうのである。電子バンチのエネルギー拡がりには偏向電磁石を用いて測定することができ、半値全幅が約10%であった。

逆コンプトン散乱を行うには、コヒーレント遷移放射を電子ビームへ戻す必要がある。計測

室内に設置されているMartin-Puplett干渉計でもテラヘルツ波を反射させることができるが、電子エネルギーが20MeVの設定ではテラヘルツ波の強度が低くなってしまふ。そこで図2が示すように、ライナック室側の平行光束のところに30mmの穴の空いた平面鏡を入れ、テラヘルツ波を反射させることにした。平面鏡からアルミ板までの距離は約2.1mであるので、コヒーレント遷移放射が往復するのに要する時間は約14nsである。この値は、マクロパルスの時間幅100nsに比べて十分に短い。アルミ板で反射されたコヒーレント遷移放射は、Ti窓に到達するまでに6つの電子ビームマイクロパルスと衝突する。

4. 実験結果

今回は予備実験ということもあり、また、光子数は非常に少ないことが予想されていたので、逆コンプトン散乱光子を分光するには分光器を使わずに、青(500nm以下)、緑(500-580nm)、赤外(720nm以上)の3つのフィルターを使用した。逆コンプトン散乱光子束の測定には、光電子増倍管モジュールH8249(浜松ホトニクス)を使用した。この測定系では強力な可視域の遷移放射と逆コンプトン散乱光とを分離できない。逆コンプトン散乱の効果을抽出するために穴空き平面鏡の前に厚さ8mmのテラヘルツ波吸収体を密着させ、バックグラウンド計測とみなした。

電子エネルギーは20MeV及び32MeVで逆コンプトン散乱実験を行った。マクロパルスの時間幅はいずれも100nsである。図1に示したコヒーレント遷移放射スペクトルから計算される逆コンプトン散乱光子スペクトルは、電子エネルギーが20MeV及び32MeVの場合は、それぞれ波長320nm及び120nmのところで最大になる。光学系の制限のため、300nm以下の波長の光はこの計測システムでは観測できないので、電子ビームエネルギーが20MeVの時に青色フィルターを使用した時に逆コンプトン散乱光子ビームの強度が最大になると予測していた。図3は実際の実験結果を表している。波長670nmのプロットは、フィルターを使用しなかった時のデータから、他のフィルターを使用した時のデータに透過率とバンド幅を考慮して評価した。この図が示すように、電子ビームエネルギーが20MeVで青色フィルターを使用した場合には有意な信号を観測することができた。電子エネルギーが32MeVの場合でも、短波長ほど逆コンプトン散乱光子ビームの強度が増大していく傾向はあるが、バックグラウンドである遷移放射の可視成分の強度が大きく、逆コンプトン散乱光子ビームであるという同定が難しくなる。電子エネルギーが32MeVの場合には、観測システムを真空対応にして真空紫外域の光子ビーム強度を観測

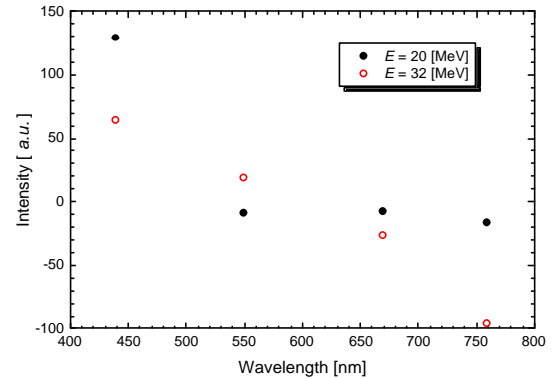


図3 コヒーレント遷移放射とマルチバンチ電子ビームとの逆コンプトン散乱によって生じる光子ビーム強度の波長依存性。

しなければ、逆コンプトン散乱光子ビームの定量評価は困難であろう。

5. まとめ

京都大学原子炉実験所のライナックを使用し、テラヘルツ波電子線分光法の実証実験を行い、400nm付近の波長帯で逆コンプトン散乱光子の観測に成功した。ただ、他の波長域では有意な信号を得ることはできなかった。光学系を紫外域まで観測できるように改善し、分光を細かくすることを考えている。また、遷移放射を利用すると可視～紫外域でのバックグラウンドが大きくなるので、コヒーレント放射光を利用することも検討している。

謝辞

本研究は、住友財団の平成20年度基礎科学研究助成によって支援いただいた。ここに謝意を表します。

参考文献

- [1] N. Sei et al., Appl. Phys. Express **1**, (2008) 087003.
- [2] Y. Shibata et al., Phys. Rev. A, **45** (1992) R8340.
- [3] T. Takahashi et al., Infrared Phys. Technol. **51**, (2008) 363.