

DEVELOPMENT OF PULSE WIDTH MEASUREMENT TECHNIQUES OF ULTRA-SHORT GAMMA RAY PULSES

Yoshitaka Taira ^{#,A),B)}, Masahiro Adachi^{C)}, Heishun Zen^{*,C)}, Naoto Yamamoto^{A)}, Masato Hosaka^{A)}, Kazuo Soda^{A)}, Masahiro Katoh^{C)}

^{A)} Graduate School of Engineering, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603

^{B)} The Japan Society for the Promotion of Science, Chiyoda-ku, Tokyo, 102-8472

^{C)} UVSOR, Institute for Molecular Science, National Institutes of Natural Sciences, Myodaiji-cho, Okazaki, 444-8585

Abstract

Ultra-short gamma ray pulses of the picosecond and femtosecond ranges can be generated using laser Compton scattering with 90-degree collisions at the UVSOR-II electron storage ring. Measurement techniques for a gamma ray pulse width in the femtosecond range are being developed. As the first stage of pulse width measurement, we measured the upper bound value of the pulse width of gamma rays in the picosecond range by using a multi-pixel photon counter (MPPC) with picosecond time resolution. The results indicated that the shortest pulse width that an MPPC can evaluate is 82 ps under ideal conditions. However, the experimental data were affected by a time jitter. The measured gamma ray pulse width including time jitter was 540 ps. As the next stage, we will develop a pump-probe technique using a femtosecond laser and ultra-short gamma ray pulses.

超短パルスガンマ線のパルス幅計測手法の開発

1. はじめに

相対論的電子ビームによるレーザー光子の逆コンプトン散乱によって、ガンマ線を発生することが可能であり、レーザーコンプトン散乱(LCS)と呼ばれる^[1]。LCS ガンマ線には、エネルギー可変、準単色、高偏極度、大強度などの特徴があり、原子核物理学^[2]や陽電子生成^[3]などに利用されている。羽島らによって、LCS ガンマ線を用いた放射性廃棄物の非破壊分析システムが提案された^[4]。そのガンマ線は、エネルギー回収型リニアックで生成される超短パルス電子ビームとピコ秒レーザーを用いて生成され、大強度(10^{13} photons s^{-1})かつ短パルス[パルス幅 11 ps (FWHM)]である。今後、高エネルギー超短パルス電子ビームの開発と共に、超短パルスガンマ線の発生が活発になると考えられ、サブピコ秒からピコ秒領域における超短パルスガンマ線のパルス幅計測手法は、重要になる。

我々は、UVSOR-II 電子蓄積リング^[5]を用いて、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線源の開発を行い、そのガンマ線のパルス幅計測手法を開発している。電子蓄積リングを周回する電子ビームは、進行方向のサイズ(パルス幅)よりもその垂直方向、特に鉛直方向のビームサイズが非常に小さく、極端に扁平な形状をしている。したがって、電子ビームに対して、鉛直 90 度方向からフェムト秒レーザーを衝突させることで、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を発生することが可能である^[6]。

超短パルス電子ビームのバンチ長を計測するために、いくつかの手法が提案されている。上坂らは、

エネルギー35 MeV の電子ビームのパルス形状を測定するために、電子ビームの通過によって空気中で発生するチェレンコフ光を時間分解能 200 フェムト秒のストリークカメラで計測した^[7]。そのチェレンコフ光は、ビームサイズと角度分散が小さいため、バンドパスフィルターを用いて、集光レンズにおける波長分散によるパルス幅の広がりを低減でき、サブピコ秒領域でのバンチ長計測が可能である。

超短パルスガンマ線から、対生成またはコンプトン散乱電子線や対生成陽電子線を介してチェレンコフ光を発生することが可能である。しかし、この場合、UVSOR-II で発生されるガンマ線のエネルギーは低いため、そのチェレンコフ光は、ビームサイズと角度分散が大きい。そのため、ストリークカメラを用いてサブピコ秒領域でのガンマ線のパルス幅を計測することは、大変難しい。

我々は、フェムト秒領域での超短パルスガンマ線のパルス幅計測方法を検討しており、フェムト秒レーザーと超短パルスガンマ線を用いたポンプローブが最も実現性の高い方法であると考えている。パルス幅計測の第一段階の実験として、我々は、ピコ秒の時間分解能をもつ光検出器である MPPC (Multi-Pixel Photon Counter)を用いて、ピコ秒領域におけるガンマ線のパルス幅計測を行った。本論文では、MPPC を用いたパルス幅計測の検討と基礎実験の結果を発表する。

2. ガンマ線パルス幅の上限値の推定

MPPC の時間分解能は、数 100 ピコ秒なので、MPPC を用いてサブピコ秒のパルス幅を直接計測することはできない。しかし、光検出器の時間分解能計測方法を応用することで、MPPC を用いてピコ秒領域においてガンマ線パルス幅の上限値を評価する

[#] tairayo@ims.ac.jp

^{*} Present address is Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Gokasho, Uji, 611-0011

ことができる。時間分解能の計測方法は、光源に同期したスタート信号と光検出器から出力されるストップ信号間の時間を計測することで行われる。計測されるタイミング分布の幅 T_m は、以下のように記述される。

$$T_m^2 = T_r^2 + T_p^2 + T_j^2 \quad (1)$$

ここで、 T_r は光検出器の時間分解能、 T_p は光源のパルス幅、 T_j は計測システムの時間ジッタである。光源のパルス幅と時間ジッタが、光検出器の時間分解能よりも十分小さい場合、計測されるタイミング分布の幅は、光検出器の時間分解能の値とほぼ等しくなる。我々は、短パルス Ti:Sa レーザーを用いて、MPPC モジュール(浜松ホトニクス、C10507-11-100U)の 1 光子検出に対する時間分解能を計測した。時間分解能の計測システムは、次の章で述べるガンマ線のパルス幅計測システムと同じものを使用した。パルス幅 1 ps (FWHM)の十分に減衰したレーザーを MPPC に直接入射し、計測した。計測されたタイミング分布をガウス関数でフィッティングした結果より、MPPC モジュールの時間分解能は、 477 ± 7 ps (FWHM)であった。

そして、MPPC モジュールが評価できるガンマ線パルス幅の上限値の推定を行った。MPPC は、ガンマ線を直接検出できないので、ガンマ線から電子と陽電子を介して発生するチェレンコフ光を MPPC で計測する。後述するように、チェレンコフ光のパルス幅は、ガンマ線のパルス幅に対してほとんど広がらない。時間ジッタが無視できる理想的な条件下での、MPPC モジュールで測定されるタイミング分布

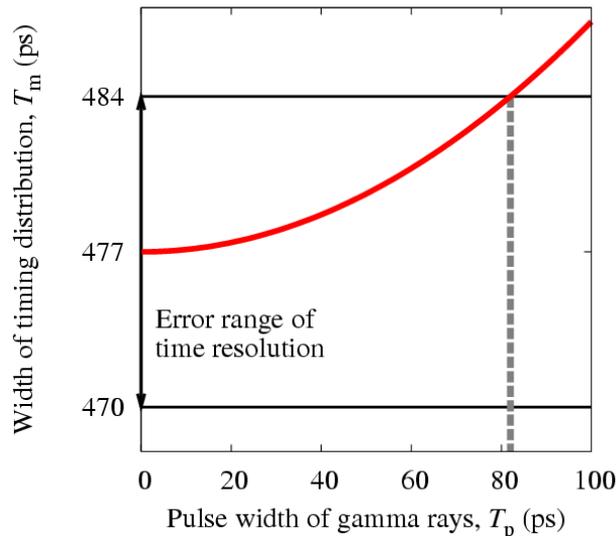


図 1: 時間ジッタが無視できる理想的な条件下での MPPC モジュールで測定されるタイミング分布の幅とガンマ線パルス幅の関係(赤色の曲線)。黒色の線は、MPPC モジュールの時間分解能の誤差の範囲。破線は、MPPC モジュールが評価できる最も短いパルス幅。

の幅とガンマ線パルス幅の関係を図 1 に示す。ガンマ線のパルス幅が 82 ps よりも大きければ、測定されるタイミング分布の幅は、MPPC モジュールの時間分解能よりも有意に大きくなる。つまり、MPPC を用いて評価できる最も短いパルス幅は、82 ps である。この値は、時間分解能の計測精度を向上することや、時間分解能が数 10 ピコ秒の光検出器 MCP-PMT (MicroChannel Plate PhotoMultiplier Tube)を用いることで、下げることが可能である。

3. 基礎実験

我々は、UVSOR-II を用いて、LCS ガンマ線のパルス幅計測実験を行った。実験の概要を図 2 に示す。UVSOR-II は、電子ビームのエネルギーが 750 MeV、周長が 53 m の電子蓄積リングである。パルス幅計測の実験時には、通常運転よりも低い電流値である 15 mA で運転した。また、レーザーとの衝突点における電子ビームサイズの rms は、それぞれ、0.6 mm(水平)、0.03 mm(鉛直)である。電流値が 15 mA のときの電子ビームのパルス幅は、350 ps (FWHM)である。

レーザーは、蓄積リングの RF 加速に同期した Ti:Sa レーザーを使用した。波長は 800 nm、繰り返し周波数は 1 kHz、パルス幅は 730 fs (FWHM)である。レーザー本体から衝突点までは、約 20 m 離れているため、高反射率ミラーを用いて、空气中でレーザー光を輸送した。電子ビームに対して水平 90 度方向(軌道面内の方向)からレーザーをフッ化マグネシウム窓を通して直線部の真空ダクトに入射した。衝突点直前に、焦点距離 125 mm の凸レンズを設置し、衝突点でのレーザーサイズを 10 μ m 以下に絞った。入射窓直前のレーザーパワーは、2.7 W と測定され、窓の透過率から、衝突点では 2.4 W と推定される。

電子ビームとレーザーのタイミング調整には、衝突点近傍の蓄積リングに付属のピックアップ電極と

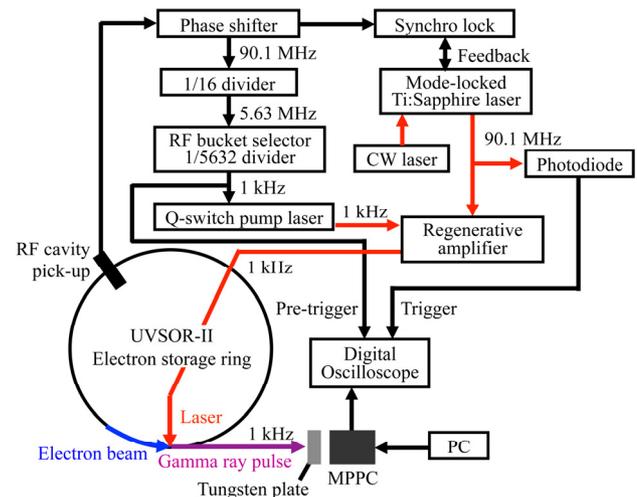


図 2: 実験の概要図

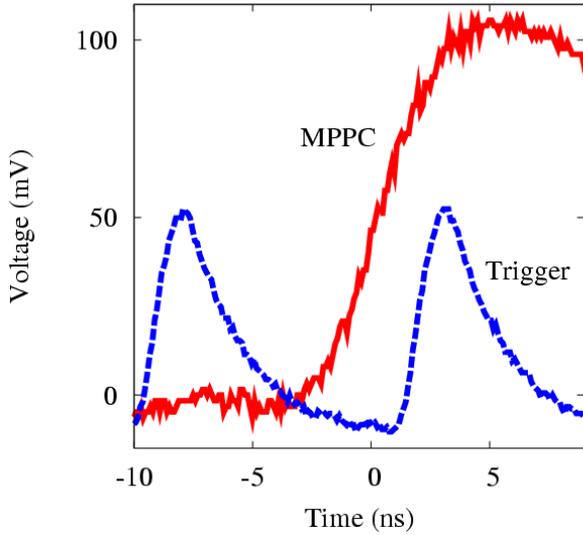


図3: MPPC モジュールの出力波形(赤色の曲線)とトリガー信号の波形(青色の曲線)。

衝突点近傍に設置したフォトダイオードを用いた。また、レーザーの位置を変えることで、空間アライメントを調整した。

LCS ガンマ線は、電子ビームの軸上に散乱され、ビームラインに付属の厚さ 22.4 mm のステンレス製のフランジを透過して大気に取り出される。ガンマ線をタングステン板に照射して荷電粒子である電子と陽電子を発生させ、それらが MPPC の受光窓である厚さ 0.35 mm の UV ガラスを通過するとき放射させるチェレンコフ光を MPPC で検出した。事前に、イメージングプレートを用いてガンマ線の位置を計測し、タングステン板と MPPC モジュールの位置を決定した。衝突点と MPPC モジュールまでの距離は、5.5 m である。MPPC は、高感度の光検出器なので、タングステン板と MPPC モジュールを黒い布で遮光しながら計測した。そして、デジタルオシロスコープ(LeCroy, WaveRunner 104MXi, 10GS/s)を用いて、MPPC モジュールの出力波形を計測した。蓄積リングの RF 周波数の分周信号をプレトリガーとし、モードロックレーザーを計測しているフォトダイオードの信号をトリガーとした。MPPC モジュールとトリガー信号の典型的な波形を図 3 に示す。MPPC モジュールは、1 光子を検出した場合、立ち上がり時間 5 ns、波高値 100 mV、立ち下り時間 150 ns を出力する。オシロスコープの演算機能である”Phistogram”を用いて、MPPC モジュールの出力信号が 50 mV のスライスを横切るタイミング分布を計測した。

4. 数値計算

この章では、LCS ガンマ線のエネルギー、強度、パルス幅に関する理論式を導出し、そして、MPPC 受光面に入射するチェレンコフ光の光子数とパルス幅について議論する。電子ビームとレーザーの水平

90 度衝突の場合、ガンマ線のエネルギーは、近似的に以下のように記述される。

$$E_{\gamma} = \frac{2\gamma^2 E_L}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad (2)$$

ここで、 γ はローレンツ因子、 E_L はレーザー光子のエネルギー、 θ はガンマ線の散乱角である。ガンマ線のエネルギーは、散乱角が大きくなるほど、低くなる。電子ビームのエネルギーが 750 MeV、レーザー波長が 800 nm の場合、ガンマ線の最大エネルギー($\theta = 0$ rad)は、6.6 MeV である。

単位時間当たりが発生するガンマ線の強度 N_{γ} は、以下のように記述される^[8]。

$$N_{\gamma} = \frac{f N_e N_p \sigma_T}{2\pi \sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2} \sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2 + \sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \quad (3)$$

ここで、 f は単位時間当たりの衝突回数、 N_e は電子数、 N_p はレーザー光子数、 σ_T はトムソン散乱断面積、 σ_x , σ_y , σ_z は水平、鉛直、進行方向のビームサイズ (rms) であり、添え字 e と p は、それぞれ電子とレーザーを表す。

ガンマ線のパルス幅 σ_t は、電子ビームのパルス幅がレーザーのビームサイズと電子ビームサイズ、レーザーのパルス幅よりも十分大きい場合、以下のように記述される^[9,10]。

$$\sigma_t = \frac{\sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2 + \sigma_{zp}^2}}{c} \quad (4)$$

ここで、 c は光速である。前章で述べた実験条件から計算されるガンマ線の強度とパルス幅は、それぞれ 1.2×10^6 photons s^{-1} (1.2×10^3 photons pulse $^{-1}$)、4.8 ps (FWHM) である。蓄積リングを周回する電子ビームの形状は、鉛直方向よりも水平方向の方が大きいので、水平衝突により発生するガンマ線のパルス幅は、鉛直衝突で発生するそれよりも大きくなる。

ガンマ線の照射によって、タングステン板から発生する電子と陽電子の運動エネルギーを EGS5^[11]を用いて計算した。EGS5 は、電子と光子の輸送計算を行えるモンテカルロシミュレーションコードである。ガンマ線のエネルギーは、式(2)を用いて定義し、散乱角 1 mrad までの範囲内で計算した。図 4 に電子と陽電子の運動エネルギースペクトルを示す。陽電子は、対生成のみで発生するのに対して、電子は、対生成またはコンプトン散乱によって発生するので、電子の全収量は、陽電子のそれよりも高くなっている。ガンマ線に対する電子と陽電子の生成効率は、それぞれ 0.44% と 0.15% である。

タングステン板におけるガンマ線と荷電粒子(電子または陽電子)間の速度の差が時間差 Δt となり、パルス幅が広がる要因となる。 Δt は、以下のように記述される。

$$\Delta t = \left(\frac{1}{\beta_e} - 1 \right) \frac{l}{c} = \left(\frac{E_e + m_e c^2}{\sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e c^2}} - 1 \right) \frac{l}{c} \quad (5)$$

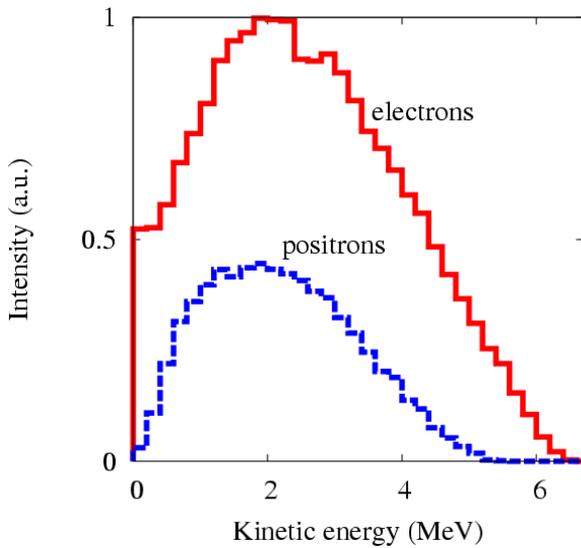


図 4: ガンマ線の照射によって、タングステン板から発生する電子(赤線)と陽電子(青線)の運動エネルギースペクトル。

ここで、 $\beta_c = v_c/c$ (v_c は荷電粒子の速度)、 l はタングステン板の厚み、 E_c は電子または陽電子の運動エネルギー、 $m_e c^2$ は電子の静止エネルギーである。電子と陽電子の運動エネルギーが、図4におけるピークエネルギーである2 MeVのとき、 Δt は37 fsとなる。タングステン板の厚さが薄いため荷電粒子のパルス幅は、ガンマ線に対してほとんど広がらない。

荷電粒子が、屈折率 n の媒質を通過するとき、単位波長あたりのチェレンコフ光の光子数は、以下の式で記述される。

$$\frac{dN_c}{d\lambda} = \frac{2\pi}{137\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta_c^2} \right) \quad (6)$$

ここで、

$$\frac{1}{n\beta_c} = \cos\theta_c, \quad (7)$$

θ_c はチェレンコフ光の放射角である。荷電粒子のエネルギーが、媒質の屈折率で決まるエネルギー閾値よりも大きければ、チェレンコフ光が放射される。媒質が空気とUVガラスの場合における式(7)から計算されるエネルギー閾値は、それぞれ、21 MeVと0.18 MeVである。本実験では、チェレンコフ光は、空気中ではなくUVガラスでのみ放射される。MPPCの受光面に付属のUVガラスで放射されるチェレンコフ光の光子数を計算した。EGS5は、チェレンコフ光を計算できないので、C言語を用いて、計算コードを作成した。MPPCモジュールの波長感度域は320-900 nm、検出効率は、45%として計算した。MPPCの受光面(1 mm²)に入射するチェレンコフ光の光子数は、0.1 photon pulse⁻¹であった。UVガラスの厚さも非常に薄いため、チェレンコフ光のパルス幅もガンマ線に対してほとんど広がらない。

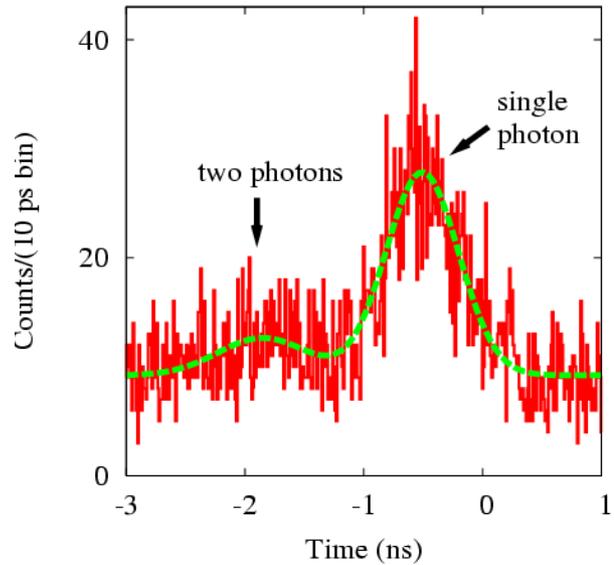


図 5: MPPC 出力信号とトリガー信号間のタイミング分布の測定結果。破線は、ガウス関数フィッティングを表す。1光子検出の分布の幅は、 720 ± 30 ps (FWHM)である。

5. 結果と考察

図5は、MPPC出力信号とトリガー信号間のタイミング分布の測定結果である。右側のピークは、1光子入射に対する分布であり、左側のピークは、2光子入射に対する分布である。MPPCモジュールは、2光子を検出したとき、200 mV出力するので、スライスラインである50 mVを横切るタイミングは、1光子検出信号よりも2光子検出信号の方が早くなる。図5のタイミング分布にあるバックグラウンドの要因は、MPPCのダークカウントである。ダークカウントは、温度を下げることで減らすことができる。1光子検出の分布の幅は、ガウス関数のフィッティングより、 720 ± 30 ps (FWHM)であった。時間ジッタを含んだガンマ線のパルス幅は、式(1)を用いて、

$$\sqrt{T_p^2 + T_j^2} = 540 \pm 40 \text{ ps}$$

と計算された。この値は、第2章で見積もったガンマ線のパルス幅の上限値の値よりもはるかに大きくなっている。これは、時間ジッタの増大が原因と考えられる。時間ジッタの主たる要因は、トリガー信号のシグナルノイズ比の悪化にあると考えられる。トリガー信号の立ち上がり時間は、60 mVあたり2 nsであり、長さ約30 mのトリガー信号を伝送しているケーブルが拾ったノイズによって、数100 psの時間ジッタは容易に生じると考えられる。今後は、トリガー信号のシグナルノイズ比を高め、ガンマ線のパルス幅の上限値を下げることを行う。

6. まとめ

UVSOR-II 電子蓄積リングにおいて、レーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線の発生が可能になっており、フェムト秒からピコ秒領域におけるガンマ線のパルス幅計測技術の開発を行っている。パルス幅計測の第一段階として、時間分解能 477 ps の光検出器 MPPC を用いて、パルス幅 4.8 ps (FWHM) と推定されるガンマ線のパルス幅計測を行った。時間ジッタが無視できる理想的な条件下では、MPPC が評価できるガンマ線パルス幅の上限値は、82 ps と示された。しかし、実験結果は、時間ジッタの影響を大きく受け、時間ジッタを含んだガンマ線のパルス幅が 540 ps と測定された。今後、時間ジッタの要因を改善することや、高速応答の光検出器である MCP-PMT を使用し、ガンマ線パルス幅の上限値を下げることを行う。さらに、フェムト秒レーザーとガンマ線のポンププローブを用いて、フェムト秒領域におけるガンマ線パルス幅の計測技術開発も行う。

謝辞

本研究を行うにあたり、ご協力頂いた分子科学研究所の山崎潤一郎氏、林憲志氏に深く感謝します。また、基礎生物学研究所の分析室には、イメージングプレートと読み取り装置(Typhoon FLA 9000)をお借りした。本研究は、日本学術振興会の特別研究員奨励費の助成を受けたものである。

参考文献

- [1] J. Stepanek, Nucl. Instr. and Meth. A 412 (1998) 174.
- [2] H. Ohgaki, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 455 (2000) 54.
- [3] M. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 164801-1.
- [4] R. Hajima et al., J. Nucl. Sci. Technol. 45 (2008) 441.
- [5] M. Katoh, et al., in: AIP Conference Proceedings, vol. 705, AIP, Melville, NY, 2004, p.49.
- [6] Y. Taira et al., Nucl. Instr. and Meth. A 637 (2011) 116.
- [7] M. Uesaka et al., Nucl. Instr. and Meth. A 406 (1998) 371.
- [8] T. Suzuki, KEK Report, KEK-76-3, 1976.
- [9] K. J. Kim, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 341 (1994) 351.
- [10] E. Bulyak, et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 8 (2005) 030703-1.
- [11] H. Hirayama, et al., SLAC-R-730, 2005.