

## SuperKEKB LER ウィグラー部電子クリアリング電極の特性

### PROPERTIES OF ELECTRON CLEARING ELECTRODES IN THE SuperKEKB LER WIGGLER SECTIONS

末次祐介<sup>#</sup>, 福間均, 飛山真理, 石橋拓弥, 照井真司

Yusuke Suetsugu<sup>#</sup>, Hitoshi Fukuma, Makoto Tobiya, Takuya Ishibashi, Shinji Terui

High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

#### Abstract

The wiggler sections in the SuperKEKB positron ring are equipped with electron clearing electrodes as a countermeasure against the electron cloud effects (ECE). The electron density in the beam pipe and the electron current flowing to the electrode (electrode current) are investigated by a simulation (CLOUDLAND) under the wiggler magnet field. The properties of the electrode current are measured during the Phase-1 commissioning dedicated to the machine tuning (from February, 2016, to June, 2016), and compared with the simulation results. The simulation well explains the dependencies of the electrode current on the applied voltages and the stored beam currents.

#### 1. はじめに

SuperKEKBは、4 GeV 陽電子と7 GeV 電子とを衝突させる、非対称エネルギー衝突型加速器である[1]。主リング(MR)は、周長約3 kmの陽電子リング(Low Energy Ring, LER)と電子リング(High Energy Ring, HER)から構成される。蓄積ビーム電流の設計値は、2500 バンチ、2 RFバケット(約4 ns)間隔(以下、1/2500/2RFと記す)にて、それぞれ3.6 A、2.6 Aである。2016年2月から6月末まで、加速器の初期調整を主目的とした第一段階(Phase-1)のビームコミッショニングが行われた[1-4]。

LERのウィグラー部には、電子雲不安定性対策として、長さ1670 mm、幅40 mmの電子クリアリング電極が計116本装備されている[5]。Phase-1運転時にはDC電圧500Vを印可し、ビーム電流約1 Aにて安定に維持することができた。運転中、電極に流れる電流(電極電流と呼ぶ)の電極電圧およびビーム電流依存性や近傍圧力のビーム電流依存性などを測定した。一方、ウィグラー電磁石内にあるビームパイプ内の電子密度や電極電流については、シミュレーションソフトCLOUDLANDを応用して解析を行った。ここでは、電極電流や電子密度等について、測定結果とシミュレーション結果とを比較検討する。

#### 2. クリアリング電極

陽電子・陽子ビームの周囲に集まる電子は、電子雲不安定性(Electron Cloud Effect, ECE)を励起してビームサイズの増大等をもたらす、加速器の性能を低下させることが知られている[6,7]。電子クリアリング電極は、ビームパイプ内に挿入され、印加されたDC電圧による静電界によってこれら電子をビーム軌道近傍から排除し、ECEを抑制する機器である[8-10]。SuperKEKBのクリアリング電極は、薄い絶縁膜およびその上面の金属膜が“溶射”によってビームパイプ内面に形成されており、ビームパイプと一体化した構造を持つ[10]。絶縁体となるアルミナセラミックス、電極となるタングステンの厚みは、それぞれ、0.3 mmと0.2 mmと薄く、そのためインピーダンスが小さ

くなりビームに対する影響が少ない。また、電極膜への入熱もビームパイプに容易に伝えることが可能で、大強度ビーム加速器に対応できる。LERでは直線部にある120~140 mのウィグラー電磁石部に設置された。Figure 1にSuperKEKB用のクリアリング電極の配置を示す。ウィグラー部には、長さ1670 mm、幅40 mmの電極が計116本設置され、それぞれ独立した直流電源に接続されている。1本の電極は複数のウィグラー電磁石にまたがっており、1本の電極内で3回磁場の極性が反転する。磁場の最大強度は0.96 Tである。

#### 3. シミュレーション

シミュレーションでは、実際のウィグラー電磁石での磁場計算結果に基づき、Fig. 2のような磁場分布を用いた。計算範囲は、ビーム軸方向(z方向)に1200 mmである。ビーム軸と直角方向(x方向)には一様とした。

シミュレーションには3次元シミュレーションコードCLOUDLAND[11]を用いたが、本目的に合わせ任意の

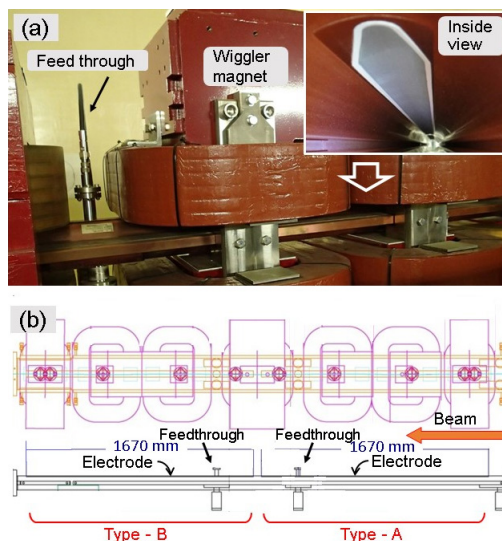


Figure 1: Layout of 2 electron clearing electrodes (Type-A and B) in 7 wiggler magnets.

<sup>#</sup> yusuke.suetsugu@kek.jp

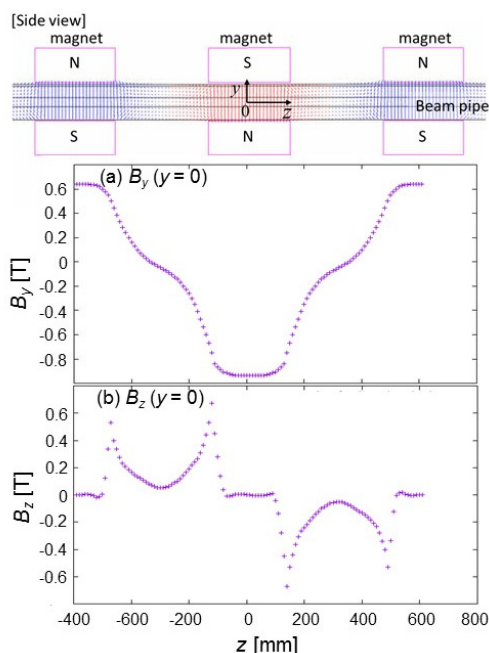


Figure 2: Magnetic fields ( $B_y$  and  $B_z$ ) used in the simulation along the beam direction ( $z$ ) at the center level of beam pipe ( $y = 0$ ).

3次元電磁場分布中での電子の運動を追跡できるようにコードを変更した。一様な電磁場中の電子軌道を計算する解析的な式を用いて微小時間ステップ毎の電子座標を計算しつないでいく。電極による電場は OPERA2D で計算しビーム軸方向には一様とした。シミュレーションのパラメータは下記の通りである。

- ビームパイプ断面:  $\phi 94$  mm。
- アンテナチャンバではない丸パイプを仮定。ただし、アンテナチャンバによる光電子発生量の抑制効果を考慮して、壁から出る光電子の量子効率を 0.01 倍している。
- 光電子の量子効率 0.1。光電子はチャンバ壁から一様に放出される。
- クリアリング電極の幅は 40 mm。長さ 1200 mm (全計算領域)。
- バunch長(rms): 4.6 mm。
- バunch数は 50。ただし計算は 100 バunch通過相当時間までおこなう。バunch間隔は 3 RF バケツ (= 約 6 ns)。すなわち、バunchフィルパターンは 1/50/3RF。
- 最大二次電子放出率  $\delta_{max} = 1.2$  (すべての面で同じ)。
- 最大二次電子放出率となる入射電子エネルギー 300 eV。

なお、次節以降で述べる測定はバunch数 1576、バunch間隔平均 3.06 RF バケツのバunchフィルパターンで行っている。

Figure 3(a)と(b)に、シミュレーション結果の一例として、バunch数 1576、ビーム電流 800 mA に相当するバunch電荷(陽電子数  $3.17 \times 10^{10}$  個)での、50 バunch通過後の電子密度と、バunch間隔あたりの電極への流入電子数(電極に入出入りする光電子や二次電子の収支、 $F_{elec}$  [electrons] / バunch)のシミュレーション結果を(a)電極電

圧( $V_{elec} = 10$  V、(b)  $V_{elec} = 300$  V の場合について示す。電極に入る電子の数が多い場合に  $F_{elec}$  を正としている。実測した電極電流  $I_{elec}$  [mA]は、100 バunchまで積分した流入電子数  $F_{elec}$  [electrons]に相当する。

## 4. 電子密度と電極電流

### 4.1 電極電圧( $V_{elec}$ )依存性

電極への流入電子数  $F_{elec}$  の  $V_{elec}$  に対する変化を Fig. 4(a)に示す。 $V_{elec} \sim 100$  V まで、 $F_{elec}$  は  $V_{elec}$  とともに増大するが、その後はほぼ一定となる。一方、Fig. 4(b)は測定した電極電流  $I_{elec}$  である。シミュレーション結果とほぼ同じ振る舞いをしている。

Figure 3(a)上からわかるように、 $V_{elec}$  が小さい時は電極の真下(ビーム軌道近傍)での密度は大きい。しかし、Fig. 3(a)下のように  $F_{elec}$  は小さい。これは、電極面およびその対向面から出た電子がビーム近傍に集まり、それが再び

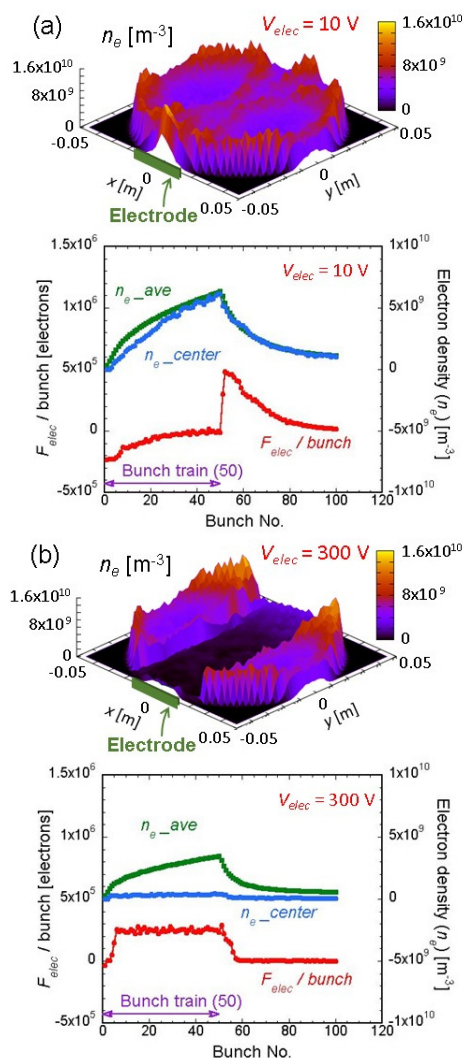


Figure 3: Examples of simulation: Distribution of electron density ( $n_e$ ) in a beam pipe, and the changes of electron densities and the number of electrons flowing into the electrode ( $F_{elec}$ ) per bunch against bunches for (a)  $V_{elec} = 10$  V and (b) 300 V.

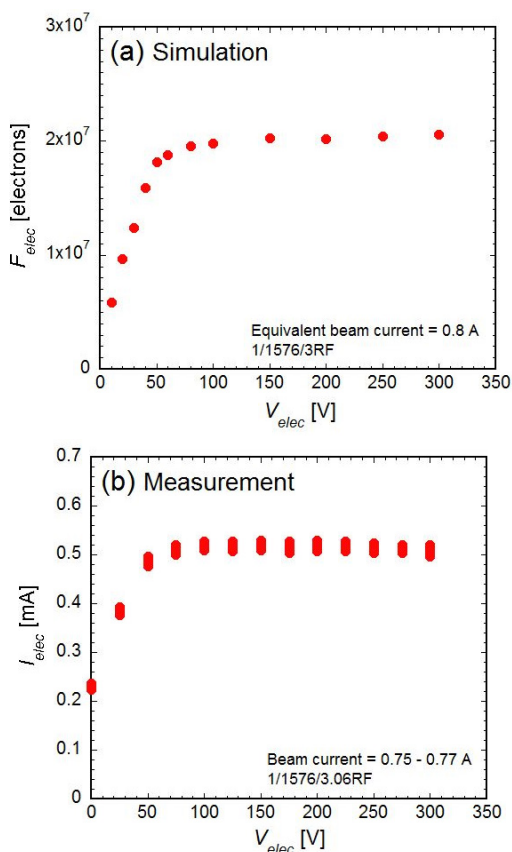


Figure 4: Behaviors of (a)  $F_{elec}$  (simulation) and (b)  $I_{elec}$  (measurement) against  $V_{elec}$  for the beam currents equivalent to 800 mA with 1576 bunches.

ほぼ同じ割合で電極とその対向面に戻るため、結局、定常状態では電極に出入りする電子の収支(流入電子数  $F_{elec}$ )は小さくなるからである。それに対して、 $V_{elec}$  が 100 V 以上と大きい時は、電極から出た光電子、二次電子は電極にもどる。一方、電極の対向面から出た光電子はほとんど戻らずそのまま電極に入る。また、対向面に入射する電子はエネルギーが小さいので二次電子放出は少ない。したがって、 $I_{elec}$ 、 $F_{elec}$  の主成分は対向面から出た光電子となり、結局  $V_{elec}$  に依らず、ビーム電流にのみ依存するようになる。Fig. 3 と Fig. 4 から、測定した  $I_{elec}$  の大きさからビームパイプ内の電子密度を推定することは難しいことがわかる。

#### 4.2 ビーム電流依存性

いくつかの  $V_{elec}$  における  $F_{elec}$  のビーム電流 (1/1576/3RF 相当での電流)依存性のシミュレーション結果を Fig. 5 に示す(実際の計算は 1/50/3RF)。 $V_{elec}$  が小さい場合はビーム電流と共に増えるが、ビーム電流が大きくなると飽和する傾向にある。ビームがつくる電界が、電極がつくる電界より大きくなり、電子がビーム近傍に捕捉されやすくなるためである。一方  $V_{elec}$  が大きい場合(100 V 以上)は、前節で述べた理由からビーム電流にほぼ比例するようになる。また、 $V_{elec}$  にも依存しなくなる。

Figure 6 (a), 7 (a)は、それぞれ Fig. 1 の A 区間(ビーム上流側)、B 区間(ビーム下流側)にある一つの電極の  $I_{elec}$  の測定結果である。 $V_{elec}$  が高く、ビーム電流が大きい

場合にはシミュレーションと一致している。しかし、ビーム電流が小さい場合には、 $V_{elec}$  が大きいほど  $I_{elec}$  は小さくなりシミュレーション結果とは合わない。また、A-7 と B-7 では、電極の長さ、放射光の条件、磁場の条件はほぼ同じにも関わらず B-7 の方の  $I_{elec}$  が小さい。この傾向は、A 区間、B 区間の他の電極でも同様にみられた。これもシミュレーションでは説明できない。

調査の結果、まず、電極の電源の電流出力( $I_{elec}$  の値)には、その電圧に比例したバイアス電流が流れることが

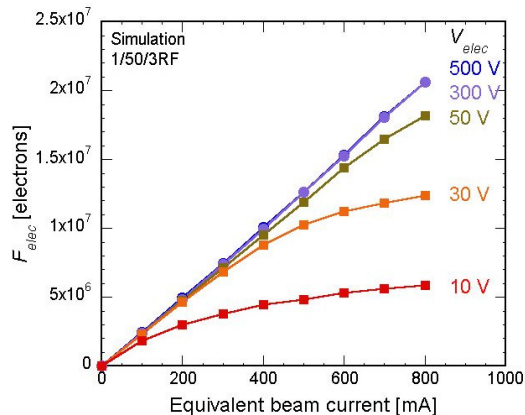


Figure 5: Behavior of  $F_{elec}$  (simulation) as a function of the beam current equivalent to 1576 bunches for several  $V_{elec}$ .

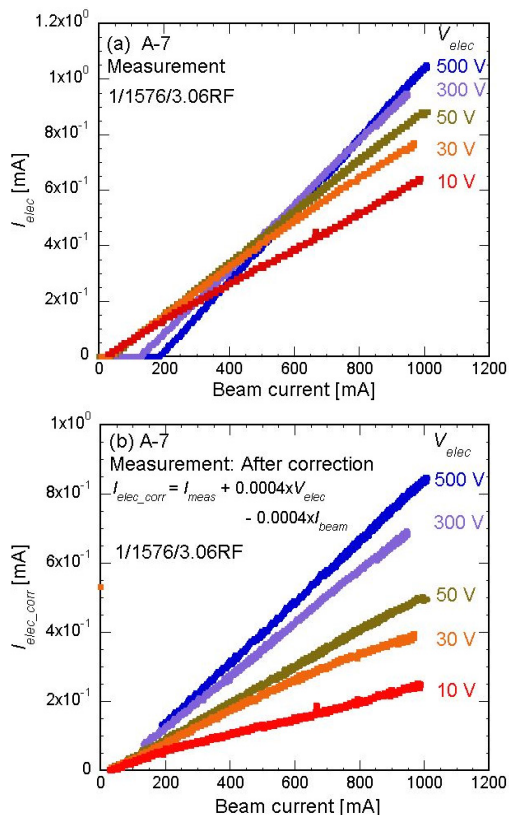


Figure 6: Behaviors of (a) measured and (b) corrected  $I_{elec}$  of a Type-A No.7 electrode against beam currents for several  $V_{elec}$ .



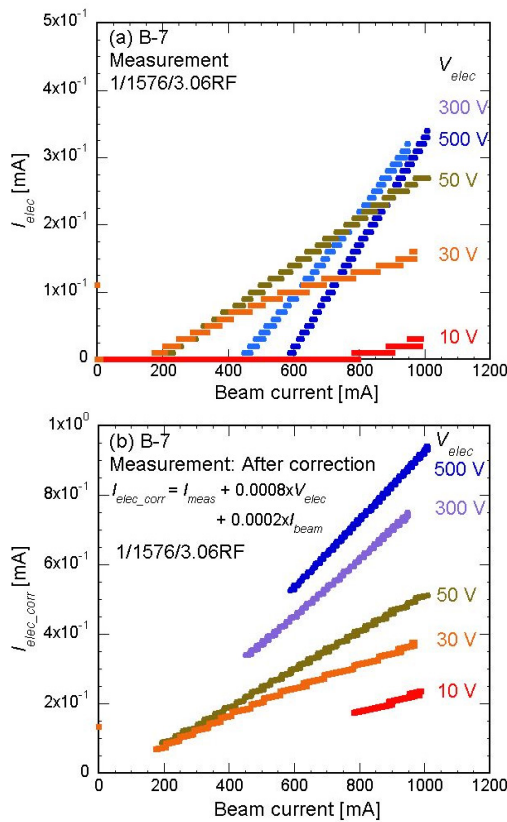


Figure 7: Behaviors of (a) measured and (b) corrected  $I_{elec}$  of the Type-B No.7 electrode against beam currents for several  $V_{elec}$ .

分かった。その補正係数を  $\alpha$  とし、補正した電極電流を  $I_{elec\_corr}$  とし、 $I_{elec\_corr} = I_{elec} + \alpha V_{elec}$  とする。 $\alpha$  の値は、電源によって異なり、その値は  $0.0002 \sim 0.0008 \text{ mAV}^{-1}$  であった。 $\alpha$  の値は、ビーム電流ゼロで  $I_{elec\_corr}$  がゼロとなるように決められる。次に、測定した  $I_{elec}$  には、ビームに起因する DC 成分の電流が含まれることが予想される。この成分がビーム電流  $I_{beam}$  に比例すると仮定すると、その補正係数を  $\beta$  とし、 $I_{elec\_corr} = I_{elec} + \beta I_{beam}$  と置くことができる。A 区間と B 区間では、電圧導入端子の位置が異なるため、それぞれの区間で  $\beta$  の値が異なっても不思議ではない。 $\beta$  の値は、ビーム電流 800 mA において、 $V_{elec} = 30 \text{ V}$  での  $I_{elec\_corr}$  の値が 300 V での値のほぼ 1/2 になるように決めた。Figure 6 (a), 7 (a) の測定値に対して補正を加えた結果をそれぞれ Fig. 6 (b), 7 (b) に示す。A-7 の場合は、 $\alpha = 0.0004$ 、 $\beta = -0.0004$ 、B-7 の場合は、 $\alpha = 0.0008$ 、 $\beta = 0.0002$  である。補正された  $I_{elec}$  の振る舞いはシミュレーションの  $F_{elec}$  のそれに近いことがわかる。これら以外の他の電極についても補正後は同様の結果が得られた。ビーム上流側の A 区間と下流側の B 区間では、A 区間では  $\beta > 0$ 、B 区間では  $\beta < 0$  と、 $\beta$  の極性が異なった。しかし、それぞれの区間内にある電極では同じ極性で、かつほぼ同じ値となり、 $\beta$  による補正は合理的だと言える。次期運転時には、測定電流についてより詳細に調査する予定である。

### 4.3 電極電流の大きさ

シミュレーションでの  $F_{elec}$  の計算はバンチ数 50 の場合

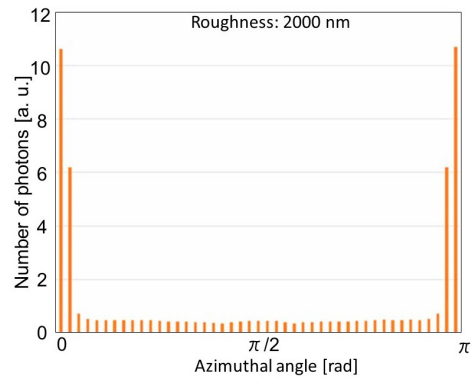


Figure 8: Angular distribution of photons on the inner surface of the beam pipes at the SuperKEKB wiggler section. The beam pipes have antechambers at both sides, and the azimuthal angles of 0 and  $\pi$  correspond to the antechamber sections.

である。一方  $I_{elec}$  測定時は 1576 バンチである。そこで、単純にバンチ数の違いを考慮して 1576 バンチとした場合に  $F_{elec}$  の値をから推定される  $I_{elec}$  は、約 0.035 mA と、測定値(約 1 mA)の約 1/30 となる。磁場配置の違い、バンチトレインの長さ等も実際とは違うがこの差は大きい。シミュレーションで用いたビームパイプは  $\phi 94 \text{ mm}$  の円断面でありアンテチェンバーは無い。しかし、アンテチェンバーの効果として、光電子の量子効率を 1/100 にしている。これは、ビームチャンネル内の光子数がアンテチェンバーの効果により、照射された光子数の 1/100 になるとの仮定である。そこで、Synrad3D を用いて、実際のウイグラー部で光の散乱光がどの程度あるかを調べた[12]。アンテチェンバー断面の周方向に沿った照射光子数(最終的に光子が吸収される場所)の角度分布を Fig. 8 に示す。図両端が水平面にあるアンテチェンバー部に相当する。この計算では、ビームチャンネル内の散乱光は全体の約 1/10 となり、シミュレーションで仮定した 1/100 よりも大きい。これは、長い直線部にあるウイグラー部では、放射光の垂直方向の広がりによりビームチャンネル内の散乱光が多いと考えられる。先に述べたように、 $V_{elec}$  が大きい場合  $F_{elec}$  は電極対向面から放出された光電子量となるので、この効果を入れるとシミュレーションで得られる値の大きさは測定値と近くなる。

## 5. 圧力の振る舞い

アーク部での ECE の観察では、電子雲が発達して二次電子増倍が起きると、電子がビームパイプ表面に衝突する際に気体分子を脱離する、いわゆる電子衝撃脱離により圧力がビーム電流に対して非線形に上昇した[3,4]。そこでウイグラー部での圧力を  $V_{elec} = 0 \text{ V}$  と 500 V で比較した。結果を Fig. 9 に示す。図からわかるように、圧力は電極電圧  $V_{elec}$  にほとんど依存しなかった。また、圧力はビーム電流  $I_{beam}$  に対してほぼ直線的に上昇している。

電子密度のシミュレーションでは、 $V_{elec}$  が十分高い時、Fig. 3 からわかるように、電極真下の電子密度が大きく減少するが、その周囲はほぼ変わらない。ビームパイプ内全体の平均電子密度は 500 V 印可時は 0 V の時の約 1/2 である。ウイグラー部の電極が占める長さの割合を考

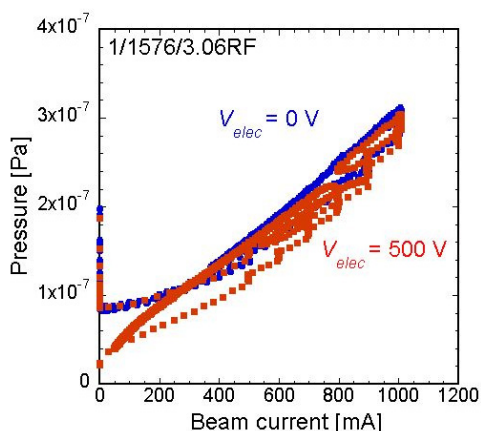


Figure 9: Behaviors of pressures in the wiggler section against beam currents for  $V_{elec} = 0$  V and 500 V.

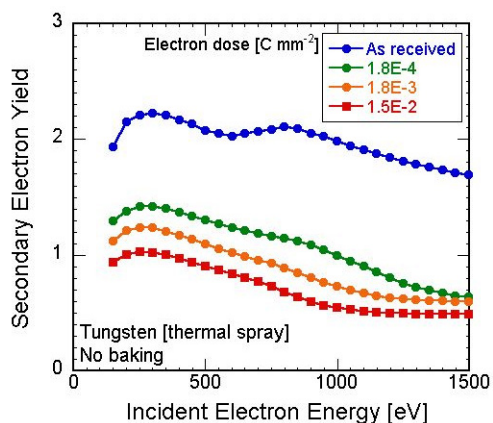


Figure 10: Secondary electron yield from thermal-sprayed tungsten surface (no baking).

慮すると、電圧印可で電子密度は 30%程度変化する。したがって、もし電子衝撃脱離による気体放出が主であるなら、 $V_{elec}$  に依って圧力が変化してもよい。しかし、測定結果では圧力がビーム電流に対して直線的に変化している。このことから、ウイグラー部のガス負荷は放射光による光刺激脱離が主であると言える。運転を続けて光刺激脱離係数が下がり、また、ビーム電流をさらに増やした際には  $V_{elec}$  による圧力変化が観測される可能性がある。

二次電子増倍の影響が見えないもう一つの原因として、溶射で形成したチタン電極表面の低い二次電子溶出率が考えられる。Figure 10 は、溶射で形成したチタン表面からの二次電子放出率測定結果である[13]。表面に電子が照射され、エージングが進むと、最大二次電子放出率は 1 程度と小さくなる。溶射で形成した電極表面は粗いため二次電子放出率が小さいと考えられる。

## 6. まとめ

電極電流  $I_{elec}$  の電極電圧  $V_{elec}$  依存性はシミュレーション結果と良く一致した。すなわち、約 100 V までは  $V_{elec}$  とともに増大するがそれ以上の電圧ではほぼ一定となる。シミュレーションから、高い  $V_{elec}$  では  $I_{elec}$  がほぼ対向面の光電子による電流になるためとわかった。また、 $I_{elec}$  のビーム電流依存性は、電源の測定電流のバイアス、およ

びビームに起因する電極に流れる DC 電流成分の補正を加えると測定結果と良く一致した。ただし、実際に流れる電流については、電源以外の機器を用い、次期運転時に測定する予定である。電極電流の大きさは、長いウイグラー部での放射光の散乱を考慮すると測定値に近い値となった。圧力の振る舞いからは、現状のウイグラー部のガス負荷が放射光による光刺激脱離が主であると推定された。

$I_{elec}$  の振る舞いはシミュレーションによって理解できたが、 $I_{elec}$  のみでは電子密度を推定することが困難であることもわかった。実際のウイグラー電磁石内に電子モニターを組み込み、測定するのが直接的であるが、空間的に厳しい。そこで、現在、アーク部に電極付きビームパイプを設置し、外部のソレノイドによって垂直方向の磁場を印可し、電子モニターで電子密度の変化を測定することを検討中である。シミュレーションでは垂直方向磁場が 100 G 以下でも電極の効果は確認できそうである。

## 謝辞

電子クリアリング電極の測定実験に関して、多くの助言、協力を頂いた SuperKEKB コミッショニンググループの皆様に深謝致します。

## 参考文献

- [1] Y. Funakoshi *et al.*, “Beam commissioning of SuperKEKB,” Proc. IPAC’16 (2016) pp. 1019–1021.
- [2] Y. Suetsugu, K. Shibata, T. Ishibashi, K. Kanazawa, M. Shirai, S. Terui, H. Hisamatsu, “First Commissioning of The SuperKEKB Vacuum System,” Proc. IPAC’16 (2016) pp.1086-1088.
- [3] Y. Suetsugu, K. Shibata, T. Ishibashi, H. Fukuma, M. Tobiyama, J. Flanagan, E. Mulyani, M. Shirai, S. Terui, K. Kanazawa, H. Hisamatsu, J. Vac. Sci. Technol. A, 35 (2016) 03E103.
- [4] Y. Suetsugu, K. Shibata, T. Ishibashi, M. Shirai, S. Terui, K. Kanazawa, H. Hisamatsu, Phys. Rev. Acc. Beams, 19 (2016) 121001.
- [5] Y. Suetsugu, K. Kanazawa, K. Shibata, T. Ishibashi, H. Hisamatsu, M. Shirai, S. Terui, J. Vac. Sci. Technol. A, 34 (2016) 021605.
- [6] K. Ohmi, F. Zimmermann, Phys. Rev. Lett., 85 (2000) 3821.
- [7] F. Zimmermann, “The Electron Cloud Instability: Summary of Measurements and Understanding,” Proc. PAC2001 (2001) pp.666–668.
- [8] D. Alesini, A. Drago, A. Gallo, S. Guiducci, C. Milardi, M. Zobov S. De Santis, T. Demma, P. Raimondi, “Experimental measurements of E-Cloud Mitigation Using Clearing Electrodes in the DAΦNE Collider,” Proc. IPAC2012 (2012) pp. 1107-1109.
- [9] Y. Suetsugu, H. Fukuma, L. Wang, M. Pivi, A. Morishige, Y. Suzuki, M. Tsukamoto, M. Tsuchiya, NIM-PR-A, 598 (2009) 372.
- [10] Y. Suetsugu, H. Fukuma, M. Pivi, L. Wang, NIM-PR-A, 604 (2009) 449.
- [11] L. F. Wang, H. Fukuma, K. Ohmi, S. Kurokawa, K. Oide, F. Zimmermann, Phys. Rev. ST Accel. Beams 5, 124402 (2002).
- [12] L. Boon, J. Crittenden, K. Harkay, T. Ishibashi, “Application of the SynRad3D Photon-Tracking Model to Shielded Pickup Measurements of Electron Cloud Buildup at CsrTA,” Proc. IPAC2011 (2011) pp. 2319-2321.
- [13] H. Hisamatsu, private communication.