

# NEG コーティング真空パイプのインピーダンス解析と PF-HLS リングへの応用 IMPEDANCE ANALYSIS OF NEG-COATED VACUUM PIPES AND ITS APPLICATION TO THE PF-HLS RING

中村典雄<sup>#, A)</sup>

Norio Nakamura<sup>#, A)</sup>

<sup>A)</sup> High Energy Accelerator Research Organization

## Abstract

I describe analytical expressions of the longitudinal and transverse impedances of a two-layered circular pipe and their practical expressions at high frequencies derived by use of asymptotic expansions of the Bessel functions. These expressions are applied to calculation of the longitudinal and transverse resistive-wall impedance for a NEG-coated insertion-device(ID) duct of the PF-HLS ring. Both real and imaginary parts of the impedances rise up in a high frequency region depending on the NEG coating thickness and the imaginary part starts to rise at lower frequency than the real part. The heating power per unit length of the ID duct calculated from the real part of the longitudinal impedance does not much depend on the NEG-coating thickness for the stored beam, though it is very high, ~50 W for multi-bunch(MB) mode and ~100 W for hybrid(HB) mode, and the ID duct should be properly water-cooled. On the other hand, it is significantly increased even by the 0.3- $\mu\text{m}$  NEG coating up to ~70 W for the extremely short bunches (50 fs in bunch length) injected from the superconducting injector. The kick factor per unit length of the ID duct and the coherent betatron tune shift for the total ID-duct length of 225 m are calculated from the imaginary part of the transverse impedance and, as a result, it is found they considerably depend on the NEG-coating thickness.

## 1. はじめに

NEG コーティングされた真空パイプは放射光源を含む加速器の真空度を向上するために利用されつつある。しかし、NEG はパイプ金属よりも電気伝導率がかなり低いためにインピーダンスへの影響を予め評価しておく必要がある。本発表では、最初に NEG コーティングされた円形真空パイプのインピーダンスを求める解析式を示す。次に、この解析式を用いて高周波領域でのインピーダンスを計算する場合に機械精度上の問題が発生するが、ベッセル関数の漸近展開を用いることで最終的には全周波数領域でのインピーダンスを計算できることを示す。KEK で次期光源として推進している PF-HLS (HLS: Hybrid Light Source) 計画[1,2]でも、NEG コーティングを挿入光源(ID)ダクトなどに使用することが検討されている。PF-HLS リングでは、リング内を周回している電子ビームと超伝導リニアックから入射される極短バンチ長を持つ電子ビームの両方からの放射光ビームを同時に利用する。本発表では、上述した解析式によるインピーダンス計算を PF-HLS リングの NEG コーティングした真空ダクトに応用する。また、インピーダンスによるダクトの発熱やビーム不安定性などへの影響についても評価する。

## 2. 2層構造を持つ円形真空パイプのインピーダンス解析

### 2.1 縦方向インピーダンス

Figure 1 のような NEG コーティングを含む 2 層構造の円形真空パイプの縦方向抵抗性インピーダンス  $Z_l$  は、次のように表せる[3]。

$$Z_l(\omega) = \frac{-iL}{2\pi\epsilon_0 bc \left\{ \left( \frac{\omega}{c\lambda_1} + \frac{c\lambda_1}{\omega} \right) \alpha_l - \frac{b\omega}{2c} \right\}} \quad (1)$$

$$\alpha_l = \frac{\left( \frac{\omega}{c\lambda_1} + \frac{c\lambda_1}{\omega} \right) C_0 H_0^{(1)}(\lambda_2(b+d)) + \left( \frac{\omega}{c\lambda_2} + \frac{c\lambda_2}{\omega} \right) C_1 H_1^{(1)}(\lambda_2(b+d))}{\left( \frac{\omega}{c\lambda_1} + \frac{c\lambda_1}{\omega} \right) D_0 H_0^{(1)}(\lambda_2(b+d)) + \left( \frac{\omega}{c\lambda_2} + \frac{c\lambda_2}{\omega} \right) D_1 H_1^{(1)}(\lambda_2(b+d))} \quad (2)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{i + \text{sgn}(\omega)}{\delta_{1,2}}, \quad \delta_{1,2} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_{1,2}\mu_0|\omega|}} \quad (3)$$

$$C_0 = -J_1(\lambda_1 b) N_1(\lambda_1(b+d)) + N_1(\lambda_1 b) J_1(\lambda_1(b+d)) \quad (4)$$

$$C_1 = J_1(\lambda_1 b) N_0(\lambda_1(b+d)) - N_1(\lambda_1 b) J_0(\lambda_1(b+d)) \quad (5)$$

$$D_0 = -J_0(\lambda_1 b) N_1(\lambda_1(b+d)) + N_0(\lambda_1 b) J_1(\lambda_1(b+d)) \quad (6)$$

$$D_1 = J_0(\lambda_1 b) N_0(\lambda_1(b+d)) - N_0(\lambda_1 b) J_0(\lambda_1(b+d)) \quad (7)$$

ここで、 $b, d, L, \sigma_{1,2}, \delta_{1,2}$  は、それぞれパイプ半径(内径)、内層(NEG コーティング)の厚み、パイプの長さ、内層・外層の電気伝導率と表皮厚(skin depth)である。また、外層の厚みは無限に大きいとしている。 $\epsilon_0, \mu_0, c, \omega, i$  は、それぞれ真空の誘電率と透磁率、光速度、角周波数、虚数単位で、 $J_0, J_1, N_0, N_1$  は 0 次と 1 次の第 1 種、第 2 種のベッセル関数で、 $H_0^{(1)}, H_1^{(1)}$  は 0 次と 1 次の第 1 種ハンケル関数である。

<sup>#</sup> norio.nakamura@kek.jp

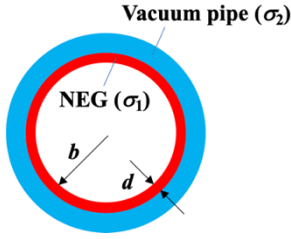


Figure 1: Cross-sectional view of a NEG-coated circular vacuum pipe. NEG coating is shown by a red layer and a vacuum pipe by a light-blue one.

Equation (1)のインピーダンスを計算機で求める場合に高周波領域で問題が生じる。多くの場合、 $b \gg d$ であり、 $|\lambda_{1,2}b| \gg 1$  が成り立つ高周波領域では、Eq. (2)の $\alpha_i$ の分子と分母にある $C_0, C_1, D_0, D_1$ はゼロに近い極めて小さい値になるとともに、ベッセル関数 $J_0, N_0, J_1, N_1$ は周波数の増加と共に指数関数 $\exp(b/\delta_i)$ のように増加する。その結果、 $\alpha_i$ は分子と分母ともに機械精度によってゼロになって、インピーダンス計算が不定あるいはエラーになる。このような問題を避けるために、次のようにベッセル関数の漸近展開を使って $C_0, C_1, D_0, D_1$ から $\exp(b/\delta_i)$ のように増加する項をなくしてから計算する必要がある。ベッセル関数とハンケル関数の漸近展開( $|z| \gg 1$ )は、

$$J_m(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ A_m(z) \cos\left(z - \frac{2m+1}{4}\pi\right) - B_m(z) \sin\left(z - \frac{2m+1}{4}\pi\right) \right\} \quad (8)$$

$$N_m(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ A_m(z) \sin\left(z - \frac{2m+1}{4}\pi\right) + B_m(z) \cos\left(z - \frac{2m+1}{4}\pi\right) \right\} \quad (9)$$

$$H_m^{(1)}(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} e^{i\left(z - \frac{2m+1}{4}\pi\right)} (A_m(z) + iB_m(z)) \quad (10)$$

$$A_m(z) = 1 + \sum_{r=1}^{[n/2]} (-1)^r \frac{(4m^2-1)(4m^2-3)\dots\{4m^2-(4r-1)^2\}}{(2r)!(8z)^{2r}} \quad (11)$$

$$B_m(z) = \sum_{r=0}^{[(n-1)/2]} (-1)^r \frac{(4m^2-1)(4m^2-3)\dots\{4m^2-(4r+1)^2\}}{(2r+1)!(8z)^{2r+1}} \quad (12)$$

である。例えば、 $m=0$ で $n$ を6次までとると、

$$A_0(z) = 1 - \frac{9}{128z^2} + \frac{3675}{32768z^4} - \frac{2401245}{4194304z^6} \quad (13)$$

$$B_0(z) = -\frac{1}{8z} + \frac{75}{1024z^3} - \frac{59535}{262144z^5} \quad (14)$$

となる。上の漸近展開( $|\lambda_{1,2}b| \gg 1$ )を使うと、Eq. (2)の $\alpha_i$ は次のようになる。

$$\alpha_i = \frac{iC_0 \left( \frac{\omega}{c\lambda_1} + \frac{c\lambda_1}{\omega} \right) \{A_0(\lambda_2(b+d)) + iB_0(\lambda_2(b+d))\} + C_1 \left( \frac{\omega}{c\lambda_2} + \frac{c\lambda_2}{\omega} \right) \{A_1(\lambda_2(b+d)) + iB_1(\lambda_2(b+d))\}}{iD_0 \left( \frac{\omega}{c\lambda_1} + \frac{c\lambda_1}{\omega} \right) \{A_0(\lambda_2(b+d)) + iB_0(\lambda_2(b+d))\} + D_1 \left( \frac{\omega}{c\lambda_2} + \frac{c\lambda_2}{\omega} \right) \{A_1(\lambda_2(b+d)) + iB_1(\lambda_2(b+d))\}} \quad (15)$$

ここで、 $C_0, C_1, D_0, D_1$ は、

$$C_0 = \frac{2}{\pi\lambda_1} \sqrt{\frac{1}{b(b+d)}} \left\{ [A_1(\lambda_1(b+d))B_1(\lambda_1b) + B_1(\lambda_1(b+d))A_1(\lambda_1b)] \cos(\lambda_1d) - [A_1(\lambda_1(b+d))A_1(\lambda_1b) + B_1(\lambda_1(b+d))B_1(\lambda_1b)] \sin(\lambda_1d) \right\} \quad (16)$$

$$C_1 = \frac{2}{\pi\lambda_1} \sqrt{\frac{1}{b(b+d)}} \left\{ [B_0(\lambda_1(b+d))B_1(\lambda_1b) + A_0(\lambda_1(b+d))A_1(\lambda_1b)] \cos(\lambda_1d) + [A_0(\lambda_1(b+d))B_1(\lambda_1b) - B_0(\lambda_1(b+d))A_1(\lambda_1b)] \sin(\lambda_1d) \right\} \quad (17)$$

$$D_0 = \frac{2}{\pi\lambda_1} \sqrt{\frac{1}{b(b+d)}} \left\{ [B_1(\lambda_1(b+d))B_0(\lambda_1b) + A_1(\lambda_1(b+d))A_0(\lambda_1b)] \cos(\lambda_1d) + [A_1(\lambda_1(b+d))B_0(\lambda_1b) - B_1(\lambda_1(b+d))A_0(\lambda_1b)] \sin(\lambda_1d) \right\} \quad (18)$$

$$D_1 = -\frac{2}{\pi\lambda_1} \sqrt{\frac{1}{b(b+d)}} \left\{ [A_0(\lambda_1(b+d))B_0(\lambda_1b) - B_0(\lambda_1(b+d))A_0(\lambda_1b)] \cos(\lambda_1d) - [B_0(\lambda_1(b+d))B_0(\lambda_1b) + A_0(\lambda_1(b+d))A_0(\lambda_1b)] \sin(\lambda_1d) \right\} \quad (19)$$

と整理され、高周波領域においても問題なく計算できる。これによって低周波から高周波までの全周波数領域で縦方向インピーダンスが求まる。

## 2.2 横方向インピーダンス

縦方向と同様に、Fig. 1のような2層構造の円形真空パイプの横方向抵抗性インピーダンスも解析的な式を求めることができる。ただし、縦方向に比べて式が一段と長くなるために式の記述は割愛する。横方向のインピーダンスの式は、1次と2次の第1種、第2種のベッセル関数 $J_1, J_2, N_1, N_2$ と1次と2次の第1種ハンケル関数 $H_1^{(1)}, H_2^{(1)}$ を使って表すことができる。また、縦方向と同様に高周波での計算上の問題も縦方向と同様にベッセル関数の漸近展開を使用することで解決でき、全周波数領域での横方向インピーダンスが求まる。

## 3. PF-HLS リングへの応用

### 3.1 PF-HLS リング

PF-HLSリングでは、エネルギーを2.5 GeVと5 GeVで切り替え可能とし、2.5 GeVではリングに蓄積されている電子バンチ(SRビームと呼ぶ)からの放射光だけでなく、超伝導リニアックからのバンチ(SPビームと呼ぶ)が発生する極短放射光パルスの同時利用を行うことが検討されている。また、蓄積ビームでは通常マルチバンチ(MB)モードだけでなく、孤立バンチとマルチバンチを同時利用するハイブリッド(HB)モードでの運転も要求されている。これらの運転モードにおけるパラメータ例を下記に示す。

- MBモード: 500 mA (0.4 mA × 1250 バンチ)
- HBモード: 500 mA (12 mA + 0.6 mA × 813 バンチ)
- SPビーム: 0.1 mA (バンチ長 50 fs, バンチ電荷 1 nC)

リングの周回周波数 $f_0$ は400 kHzなので、バンチ電荷1 nCがバンチ電流0.4 mA、30 nCが12 mAに相当する。SRビームのバンチ長として自然バンチ長である4.72 psと15 psの2つの場合をここでは考える。

PF-HLSリングの抵抗性インピーダンスとしては垂直口径径が小さい挿入光源(ID)ダクトが支配的になるが、PF-HLSリングにおいてはNEGコーティングをIDダクトに使用することも検討している。ここでは、IDダクトを垂直口径 $2b = 8$  mmを持つアルミニウム製(電気伝導度: $\sigma_2 = 3.5 \times 10^7$  S/m)とし、 $b = 4$  mmの円形パイプとして前章で

述べた解析式を用いて NEG コーティング真空パイプのインピーダンスを求めた。NEG の電気伝導度は  $\sigma = 5 \times 10^5$  S/m とした[4]。

### 3.2 縦方向インピーダンス

Figure 2(a)(b)は、ID ダクトとして考えた単位長さあたりの円形真空パイプ ( $b=4$  mm) の縦方向インピーダンスの実部と虚部 (対数表示のために実際は虚部に-1をかけ、負の値になる高周波部分は除いた) で、NEG コーティング厚  $d_{NEG} = 0 \mu\text{m}, 0.3 \mu\text{m}, 0.5 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}$  の 4 つの場合について計算した結果である。Figure 2 からわかるように、インピーダンスは実部も虚部も NEG の厚みが厚いほどより低周波から盛り上がりピークを持つ。また、実部と比べて虚部の盛り上がりはより低周波から始まり、NEG コーティングの影響をより受けることがわかる。

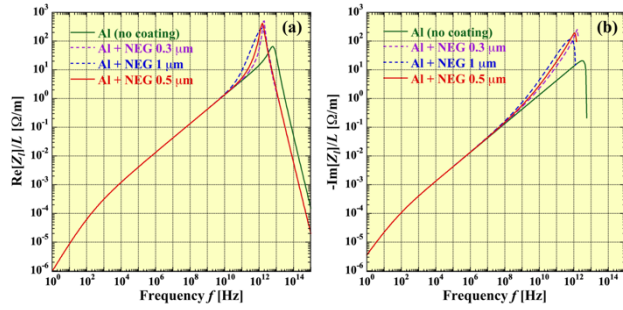


Figure 2: (a) Real and (b) imaginary parts of longitudinal resistive-wall impedances per unit length for NEG-coated Al pipes with coating thickness of 0, 0.3, 0.5 and 1  $\mu\text{m}$ .

ビームが真空ダクトを通過した時にインピーダンスでパワーを損失して最終的にダクトの発熱になる。この時の発熱パワーは下記のようになる。

$$P_{RW} = k_{loss} Q_b^2 f_b L \quad (20)$$

ここで、 $Q_b, f_b, L$  はバンチ電荷、繰り返し周波数、バンチ電流、ダクトの長さである。 $k_{loss}$  はロスファクターと呼ばれ、バンチ長  $\sigma$  のガウス分布形状の場合、次のような周波数  $f$  の積分で定義される。

$$k_{loss} = 2 \int_0^{\infty} \text{Re}[Z_l] e^{-(2\pi f \sigma)^2} df \quad (21)$$

Figure 3, 4, 5 は、Fig. 2 で示した単位長さあたりのインピーダンスにバンチスペクトル  $\exp\{-(-2\pi f \sigma)^2\}$  をかけたビーム結合インピーダンスである。バンチ長や形状を考慮した実効的なインピーダンスと言える。バンチ長としては、Fig. 3 は RF 電圧 1.6 MV での自然バンチ長 4.72 ps、Fig. 4 は伸長したバンチ長 15 ps、Fig. 5 は SP ビームでのバンチ長 50 fs を考えたものである。Figure 3, 4, 5 の(a) は Eq. (21) での積分記号内の被積分関数を示していて、この関数を積分して 2 倍することで  $k_{loss}$  が計算できる。Figure 3 の計算結果では、インピーダンスの実部に関しては NEG コーティングなしと 0.5  $\mu\text{m}$  までのコーティングでは顕著な差はないことがわかる。一方で、虚部に関してはバンチ長を考慮してもコーティングやその厚みの影響がはっきりと残ることがわかる。Figure 4 の計算結果で

は、実部では  $d_{NEG} = 1 \mu\text{m}$  でもコーティングなしと顕著な差はなくなることがわかる。一方、Fig. 5 の SP ビームでは虚部だけでなく実部でもコーティングの厚みで顕著な差が現れることがわかる。

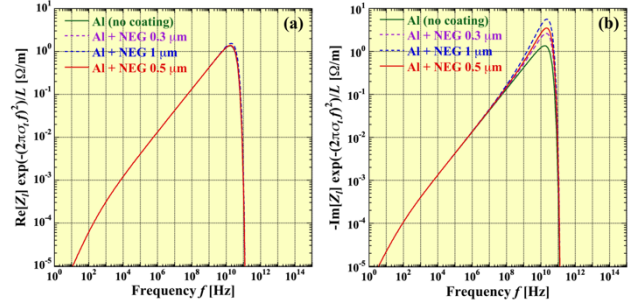


Figure 3: (a) Real and (b) imaginary parts of longitudinal impedances per unit length multiplied by the bunch spectrum with the natural bunch length of 4.72 ps for NEG-coated Al pipes with coating thickness of 0, 0.3, 0.5 and 1  $\mu\text{m}$ .

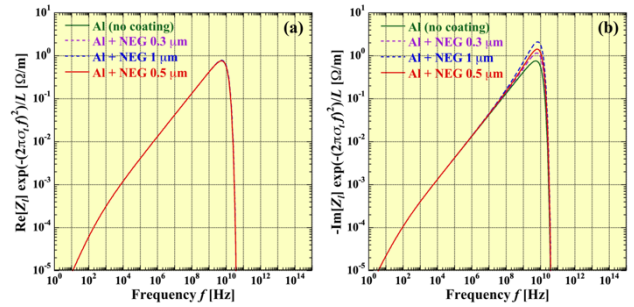


Figure 4: (a) Real and (b) imaginary parts of longitudinal impedances per unit length multiplied by the bunch spectrum with the bunch length of 15 ps for NEG-coated Al pipes with coating thickness of 0, 0.3, 0.5 and 1  $\mu\text{m}$ .

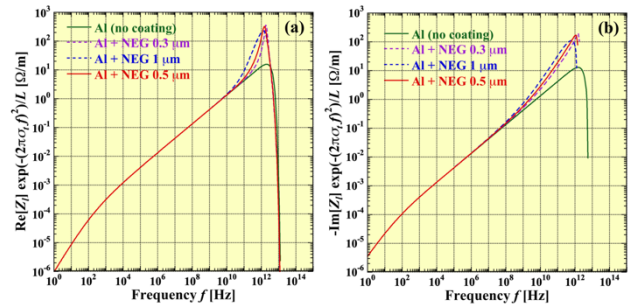


Figure 5: (a) Real and (b) imaginary parts of longitudinal impedances per unit length multiplied by the bunch spectrum with the bunch length of 50 fs for NEG-coated Al pipes with coating thickness of 0, 0.3, 0.5 and 1  $\mu\text{m}$ .

Figure 6 は、Fig. 3(a), 4(a), 5(a) を周波数積分して  $k_{loss}$  を求めた上で、Eq. (20) を使って単位長さあたりのビームの発熱パワーを  $d_{NEG}$  の関数として計算したものである。Figure 6 からわかるように、自然バンチ長を仮定した場合には MB モードでも 50 W 程度の発熱パワーが ID ダクトに発生する。さらに、HB モードでは孤立バンチの電荷が大きいため発熱パワーが MB モードに比べて 2 倍近く大きくなって 100 W を超える。ID ダクトは適切に水冷さ

れる必要がある。ただし、MB モードと HB モードの計算結果で、 $d_{NEG} = 0 \sim 0.5 \mu\text{m}$  でほとんど発熱パワーに変化はない。これは、Fig. 3(a)の結合インピーダンスの実部の計算結果からもわかる。バンチ長が 15 ps 程度にまで広がった場合は、MB モードと HB モードの発熱パワーはそれぞれ 10 W と 20 W になって大幅に軽減され、 $d_{NEG} = 0 \sim 1 \mu\text{m}$  で発熱パワーにほぼ変化がない。これはバンチ長が伸長して高周波領域でのインピーダンスの影響がさらに小さくなり、結合インピーダンスあるいは  $k_{loss}$  が小さくなったためである。他方、SPビームについては  $0.3 \mu\text{m}$  のコーティング厚でも 70 W まで発熱パワーが上昇し、コーティングなしの 20 W から大幅な増加が見られた。これは、バンチ長が非常に短いために、 $0.3 \mu\text{m}$  という薄いコーティングでも Fig. 5(a)のように結合インピーダンスにコーティングなしと顕著な差が生じ、 $k_{loss}$  や発熱パワーに反映されたためである。

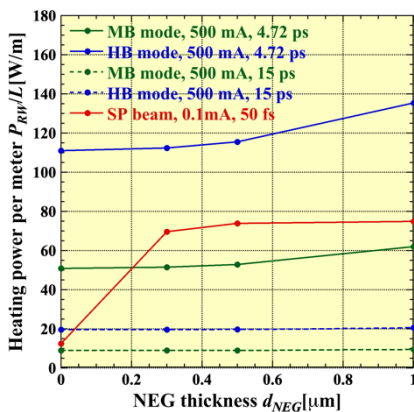


Figure 6: Heating power per unit length generated in the vacuum pipe as a function of the NEG coating thickness for MB mode, HB mode and SP beam.

### 3.3 横方向インピーダンス

Figure 7(a)(b)は、縦方向のインピーダンスと同様に計算した単位長さあたりの NEG コーティングされた円形真空パイプ ( $b = 4 \text{ mm}$ ) の横方向インピーダンスの実部と虚部で、同じく  $d_{NEG} = 0 \mu\text{m}, 0.3 \mu\text{m}, 0.5 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}$  の場合について計算した結果である。横方向インピーダンスも  $d_{NEG}$  が厚いほど NEG の厚みが厚いほどより低周波から盛り上がってピークを持つ。また、実部と比べて虚部はより低周波数から盛り上がり始めて NEG コーティングの影響をより受けることもわかる。

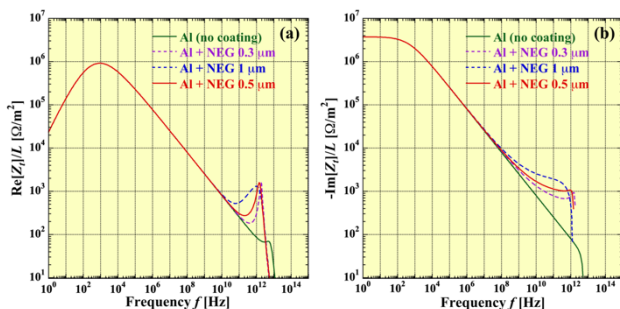


Figure 7: (a) Real and (b) imaginary parts of transverse resistive-wall impedance per unit length for NEG-coated Al pipes with coating thickness of 0, 0.3, 0.5 and 1  $\mu\text{m}$ .

垂直方向インピーダンスによる垂直ベータトロンチューンシフト  $\Delta v_y$  は次のように書ける。

$$\Delta v_y = \frac{I_b \beta_y}{4\pi f_0 (E/e)} k_{kick} \quad (22)$$

ここで、 $I_b$ ,  $E$ ,  $\beta_y$ ,  $f_0$  はバンチ電流、ビームエネルギー、インピーダンスのある場所でのベータトロン関数、周回周波数である。 $k_{kick}$  はキックファクターと呼ばれ、バンチ長  $\sigma_t$  のガウス分布のバンチ形状の場合に次のような周波数  $f$  の積分で定義される。

$$k_{kick} = -2 \int_0^\infty \text{Im}[Z_t] e^{-(2\pi f \sigma_t)^2} df \quad (23)$$

Figure 8(a)(b)は、Fig. 7(a)(b)で示した単位長さあたりのインピーダンスの実部と虚部に自然バンチ長  $\sigma_t = 4.72 \text{ ps}$  を持つガウス形状のバンチの周波数スペクトルをかけた結合インピーダンスで、実効的な横方向インピーダンスである。Figure 8(b)は Eq. (23)での積分記号内の被積分関数を周波数の関数として示していると言える。このスペクトル分布を積分して 2 倍することで  $k_{kick}$  を計算できる。Figure 8(b)からわかるように、インピーダンスの虚部に関しては NEG の厚みに依存した差が明らかに見られることから Eq. (23)の値は NEG 厚に依存して有意に変わると予想できる。

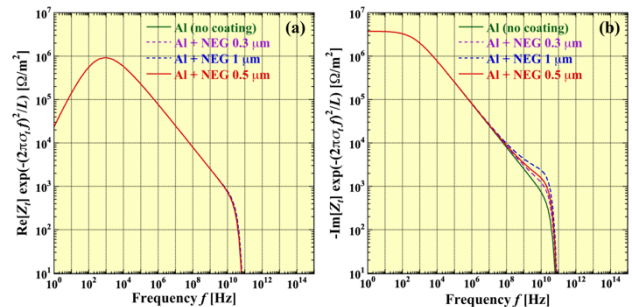


Figure 8: (a) Real and (b) imaginary parts of transverse resistive-wall impedance per unit length multiplied by the bunch spectrum with the natural bunch length of 4.72 ps for NEG-coated Al pipes with coating thickness of 0, 0.3, 0.5 and 1  $\mu\text{m}$ .

Figure 9 は、Fig. 8(b)を積分して単位長さあたりの  $k_{kick}$  を  $d_{NEG}$  の関数として計算したものである。 $k_{kick}/L$  はコーティングなし ( $d_{NEG} = 0 \mu\text{m}$ ) でも約 53 V/pC の値はあるものの、 $d_{NEG}$  とともに直線的に増加していることがわかる。ID ダクトによる  $\Delta v_y$  は  $d_{NEG}$  の関数として次のように表すことができる。

$$\Delta v_y = 0.00501 I_b [\text{mA}] (1 + 1.96 d_{NEG} [\mu\text{m}]) \quad (24)$$

ここで、ID ダクトの全長は全長直線部の総計である  $L = 225 \text{ m}$  とし、垂直方向のベータトロン関数は全ての長直線部の平均である  $\beta_y = 5.22 \text{ m}$  とした。ID ダクト以外の抵抗性インピーダンスは、横方向インピーダンスが口径の 3 乗に比例するのでおよそ無視できる。横方向のモー

ドカップリング不安定性の電流閾値  $I_{th, TMCI}$  は、チューンシフトがシンクロトロンチューン  $\nu_s = 0.00202$  に等しいとして下記のように近似的に評価できる。

$$I_{th, TMCI} [mA] = \frac{0.4}{1 + 1.96 d_{NEG} [\mu m]} \quad (25)$$

上式からも  $d_{NEG}$  の影響が有意にあることがわかる。参考文献[5]に、Broad-Band Resonator(BBR)インピーダンスモデルから評価した横方向のモードカップリング不安定性の電流閾値についての記述があるので参照されたい。

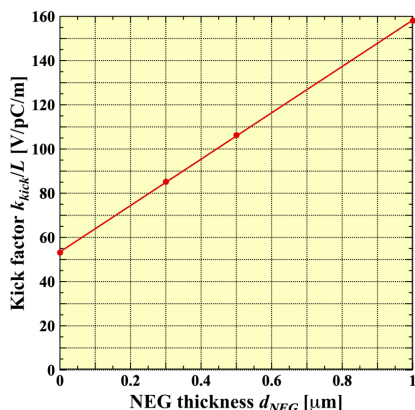


Figure 9: Kick factor per unit length as a function of the NEG coating thickness.

#### 4. まとめ

NEG コーティング真空パイプのインピーダンス解析を行い、その解析方法を応用して PF-HLS リングの挿入光源ダクト(アルミニウム製、垂直直径 8 mm)への NEG コーティングの影響を調べた結果、次のような研究成果と結論が得られた。

- NEG コーティング円形ダクトの縦・横方向インピーダンスは、2 層構造を持つインピーダンスの解析式とベッセル関数の漸近展開を使うことで低周波から高周波までの全周波数領域を計算できる。
- 上の方法で NEG コーティングダクトのインピーダンス及び縦方向と横方向のビーム結合インピーダンスのスペクトルを計算した結果、高周波領域でNEG

コーティングの厚みに応じたインピーダンスの盛り上がりが見られた。NEG コーティングのインピーダンスへの影響は、実部よりも虚部の方が相対的に大きい。

- PF-HLS リングの自然バンチ長は 4.7 ps と短く、マルチバンチモードやハイブリッドモードでインピーダンス実部による発熱パワーは 50~100 W と大きい。適切な冷却系が必要である。バンチ長が伸長されると軽減される。
- SPビームではバンチ長が 50 fs と極めて短いので、NEG コーティングの厚みが 0.3  $\mu\text{m}$  と薄くても発熱パワーの増大が顕著であった。
- NEG コーティングによるインピーダンス虚部の顕著な増加のため、横方向では厚みに依存してチューンシフトやモードカップリング不安定性の電流閾値などに影響を与える。縦方向でも potential-well distortion や microwave instability の閾値などに影響を与える可能性がある。

#### 謝辞

PF-HLS リングの基本パラメータについては所属する軌道・電磁石グループのメンバーから、ID ダクトについては真空グループ及び挿入光源グループから情報をいただきました。この場を借りて感謝致します。

#### 参考文献

- [1] K. Harada *et al.*, "Conceptual design of the Hybrid Ring with superconducting linac", J. Synchrotron Rad. **29**, 118-124 (2022).  
doi:10.1117/12.813551
- [2] Photon Factory Hybrid Light Source(PF-HLS) Conceptual Design Report (CDR) ver. 1 (2024).  
<https://www.euvlitho.com/2019/S1.pdf>
- [3] N. Nakamura, "Resistive-wall impedance effects for the new KEK light source", J. Phys.: Conf. Ser. **874**, 012069 (2017).  
doi:10.1117/12.2300541
- [4] E. Koukovini-Platia *et al.*, "Electromagnetic characterization of NEG properties above 200 GHz for the CLIC damping rings", Proc. of IPAC2015, Richmond, VA, USA, pp.3097-3099 (2015).
- [5] N. Nakamura, "Analytical study of transverse beam instabilities in a storage ring with a very low momentum compaction factor", PASJ2024, Yamagata, Japan, Jul.-Aug. 2024, THP080, this meeting.