

# 超伝導ナノワイヤ単一光子検出器における物理現象とデバイス性能

山下太郎

近年、量子通信技術をはじめとする幅広い分野において、高速応答性等の数々の優れた特長を持つ超伝導ナノワイヤ単一光子検出器 (Superconducting nanowire Single-Photon Detector、以下 SSPD) が注目を集めている。その一方で、SSPD の基礎的な物理メカニズムは未解明な部分が多い。そこで今回我々は、SSPD の重要な性能因子のひとつであるダークカウント (誤検出) に関して幅広い温度領域で測定・解析を行い、その物理的な発生メカニズムを解明したので報告する。

## 1 まえがき

近年、量子通信や量子光学をはじめとする幅広い研究分野において、高性能な単一光子検出器の需要が急速に高まっている<sup>[1][2]</sup>。これまで単一光子検出器としては、光電子増倍管や半導体を用いた様々なタイプのデバイスが研究されてきたが、現在本命として大きな注目を集めているのが、我々が研究開発している超伝導ナノワイヤ単一光子検出器 (Superconducting nanowire Single-Photon Detector、以下 SSPD) である<sup>[3][4]</sup>。SSPD は、高速応答性、広帯域性、高検出効率、低タイミングジッタ等の数多くの優れた特徴をもち、半導体アバランシェ・フォトダイオードをはじめとする他の単一光子検出器を性能的に凌駕している。既に様々な研究分野において、これまで成し得なかった極めて高い精度の実験結果が SSPD を用いることにより得られ始めている。例えば量子暗号鍵配送のフィールド試験では、SSPD を用いることで通信距離や鍵生成レート的大幅な改善に成功している<sup>[2]</sup>。これまで我々は、高性能かつ実用的な SSPD システムの構築を行い、量子暗号鍵配送試験をはじめとする様々な分野に応用してきた。

SSPD の性能はここ数年で急速に向上してきたが、その一方で SSPD における物理メカニズムは明らかに

なっていない部分が多い。その最たるもののひとつが、SSPD の重要な性能因子である「ダークカウント」の物理的な発生源である。ダークカウントとは、光子が入射していないにもかかわらず信号を出力してしまう誤検出のことで、当然理想としてはゼロであることが望ましい。図 1 に示すように SSPD の出力信号は、電気抵抗ゼロの超伝導状態にあるナノワイヤが部分的に常伝導状態に転移し、有限な電気抵抗が生じることによって発生する。そのため、(光子の入射がないにもかかわらず) 自発的に電気抵抗が生じる物理メカニズムを明らかにすることがダークカウント起源解明にとって重要となる。SSPD では、より大きなバイアス電流を流すほどデバイスの感度が上がり検出効率は向上する。ところが同時に、ダークカウントもバイアス電流の増大に伴って増加することが知られている。そのため、SSPD の潜在的な性能を引き出すためには、いかにこのダークカウントを抑制できるかが重要なポイントとなる。これまで、ダークカウント発生の物理メカニズムは解明されておらず、ダークカウント抑制に向けた具体的な指針が存在しなかった。そこで我々は、ダークカウントの発生源の解明を目的として、幅広い温度領域においてダークカウントを測定し、得られた実験結果を複数の理論モデルで解析を行った<sup>[5]</sup>。

## 2 2次元超伝導体と磁束の揺らぎ

ダークカウントの発生メカニズムの候補として挙げられるのは、磁束によって発生する抵抗状態への転移 (デコヒーレンス) であるが、この点についてまず説明する。SSPD は膜厚が 4-5 nm 程度の超薄膜によって構成されるが、SSPD に用いられる窒化ニオブ (NbN) 薄膜のコヒーレンス長は 5 nm 程度で、膜厚と同程度である。このため、SSPD は 2次元超伝導体とし

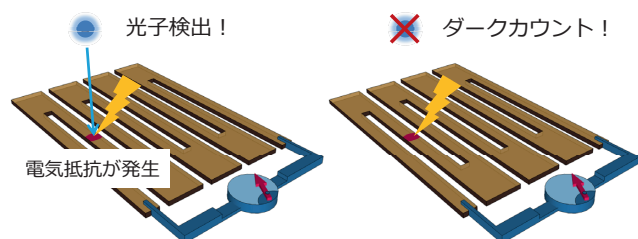


図 1 SSPD における光子検出とダークカウント

て取り扱うことが可能となる。2次元超伝導体においても超伝導状態では電気抵抗は存在しないが、何らかの原因により超伝導薄膜内に磁束が入った場合には、その磁束が薄膜中を移動することによって（磁束フロー）、一時的に有限な電気抵抗が発生する。薄膜内に磁束が入る原因としてまず考えられるのは、地磁気等の外部から侵入する磁場であるが、ミューメタル等の磁気シールドを用いて SSPD から外部磁場の影響を排除してもダークカウントは存在することが知られており、その可能性は除外できる。

外部磁場が存在しないにも関わらず磁束が生じる可能性として、2次元超伝導体の特徴的な磁束の揺らぎがある。図2に示すように、揺らぎのメカニズムとしては大きく分けて2つ存在する。ひとつは、バイアス電流の周囲に発生する自己磁場によってナノワイヤ端から侵入する磁束のホッピングである（図2 (a)）。ナノワイヤでは、磁場に対する境界条件の要請からエッジ障壁と呼ばれるポテンシャルが存在し、磁束をナノワイヤから排除する方向に力が働く。一方で磁束は、バイアス電流から受けるローレンツ力によってナノワイヤ内部に侵入する方向にも力を受ける。この2つの力の競合によって、バイアス電流の増加とともに磁束ホッピングがより頻繁に生じることになる。もうひとつが、Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 転移と呼ばれる相転移によって磁束と反磁束のペア（磁束-反磁束対）が自発的に薄膜内に発生する可能性である<sup>[6][7]</sup>。BKT 転移によって生じた磁束-反磁束対がバイアス電流から受けたローレンツ力によって引き離され（unbinding）、磁束フローが生じてダークカウントが発生する過程が挙げられる（図2 (b)）。以上から我々はダークカウントの起源として、(i) バイアス電流の自己磁場による磁束ホッピング及び (ii) 磁束-反磁束対の unbinding の2つのメカニズムに関して考察を行う。

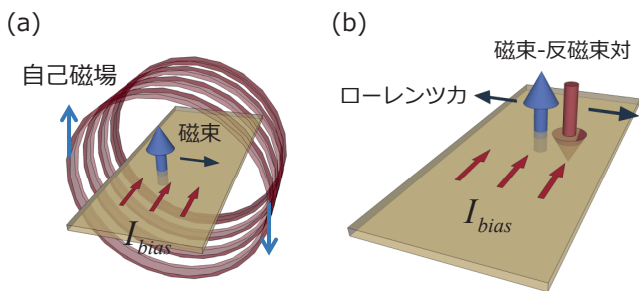


図2 (a) バイアス電流の自己磁場による磁束 (b) BKT 転移による磁束-反磁束対

### 3 実験のセットアップ

今回測定した SSPD 素子は、反応性 DC マグネトロンスパッタリングを用いて NbN を単結晶の酸化マグネシウム (MgO) 基板上に成膜し、ミアンダ状にパターンニングすることで作製した。膜厚は 4 nm、ミアンダ部の面積は  $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$  で、線幅  $w = 100 \text{ nm}$ 、ナノワイヤ間隔  $60 \text{ nm}$  である。超伝導臨界電流密度  $J_c$  は 3.0 K で  $3.1 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ 、磁場侵入長  $\lambda(0) = 495 \text{ nm}$ 、そして絶対零度における Ginzburg-Landau (GL) のコヒーレンス長  $\xi(0) = 5 \text{ nm}$  である<sup>[8]</sup>。SSPD 素子の作製に関しては文献<sup>[9]</sup> に詳述されている。

ダークカウントの測定は、ベース温度 11 mK の希釈冷凍機を用いた。SSPD 素子を実装したサンプルステージは vibration-free で、2重のミューメタルシールドによって磁氣的に遮蔽されている。素子はバイアス電流の DC アームを通じて電流バイアスされ、出力信号は AC アームを通して2段の低ノイズアンプにより増幅されパルスカウンタによって検出される。動作温度に関しては、Proportional-Integral-Derivative (PID) 制御により  $\pm$  数 mK - 数十 mK 以下の精度で設定した温度で安定動作させることが可能である。また直流特性に関しては無冷媒の He3 冷凍機で測定を行った。希釈冷凍機と同様、サンプルステージは  $\mu$ メタルで磁気シールドされ、温度は PID 制御により調整可能である。

### 4 実験結果と考察 I : BKT 転移

ダークカウントの議論を始める前に、まず BKT 転移が SSPD 素子で実際に起こっているかどうか確認する必要がある。BKT 転移の有無を確かめるためには、電流-電圧 (IV) 特性及び電気抵抗の温度依存性を測定するのが一般的である<sup>[10]</sup>。図3に、通常の4端子測定により得られた 8.4 K から 9.0 K における IV 特性を示す。この IV 特性を power-law 関係式  $V \propto I^{\alpha(T)}$  を用いてフィッティングを行うことにより、指数  $\alpha(T)$  の温度依存性が得られる（図3, inset）。図から分かるように、 $\alpha = 3$  に対応する 8.50 K において値のジャンプが見られ、これはこの温度において BKT 転移が起こっていることを示唆している ( $T_{\text{BKT}} = 8.50 \text{ K}$ )。また超伝導転移温度  $T_c$  においては IV 特性が線形 ( $\alpha = 1$ ) となることから、 $T_c = 9.0 \text{ K}$  が得られる。理想的な BKT 転移では、指数  $\alpha(T)$  が 3 から 1 へとジャンプするが、有限な線幅をもつ系においては図3の inset に示したようなブロードな温度依存性も報告されている。

Beasley, Mooij, Orlando は BKT 転移温度と超伝導転移温度間に成り立つ関係式

$$\frac{T_{\text{BKT}}}{T_c} = \left( 1 + 0.173 \epsilon_{\text{BKT}} \frac{e^2 R_{\text{SN}}}{\hbar} \right)^{-1}, \quad (1)$$

を導出した<sup>[11]</sup>。ここで  $R_{\text{SN}}$  は常伝導状態におけるシート抵抗、 $\epsilon_{\text{BKT}}$  は BKT 転移温度における磁束の分極定数である。この関係式 (1) に測定から得られた  $T_{\text{BKT}}$ 、 $T_c$ 、 $R_{\text{SN}}$  (図 3) を代入すると、 $\epsilon_{\text{BKT}} = 2.15$  が求まる。

図 4 に、シート抵抗  $R_S$  の温度依存性を示す。 $T_{\text{BKT}} < T < T_c$  の温度領域では、関係式

$$R_S(T) = a \exp \left( -2 \sqrt{b \frac{T_c - T}{T - T_{\text{BKT}}}} \right), \quad (2)$$

が成り立つことが知られている<sup>[10]</sup>。式中  $a$  及び  $b$  はフィッティングパラメータである。IV 特性から求めた  $T_c = 9.0$  K を式 (2) に代入して、図 4 の実験値をフィッティングすると  $T_{\text{BKT}} = 8.53$  K が得られ、IV 特性から求めた 8.50 K とコンシステントであることが分かった。以上の結果から、測定した SSPD 素子におい

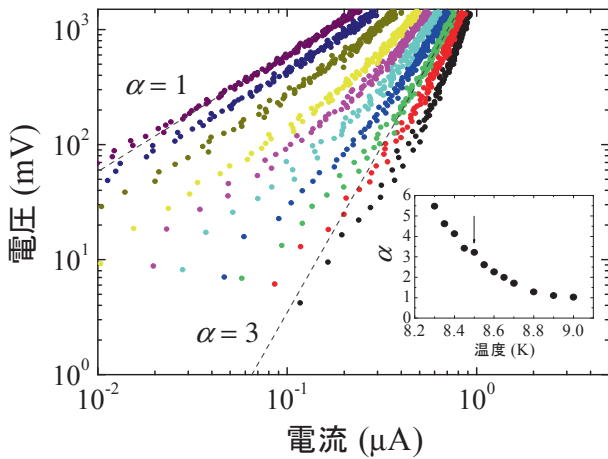


図 3 電流－電圧特性。右から左へ、8.40, 8.45, 8.50, 8.55, 8.60, 8.65, 8.70, 8.80, 8.90, 9.00 K における特性を表す。Inset: 関係式  $V \propto I^\alpha$  によるフィッティングから得られた  $\alpha$  の温度依存性。

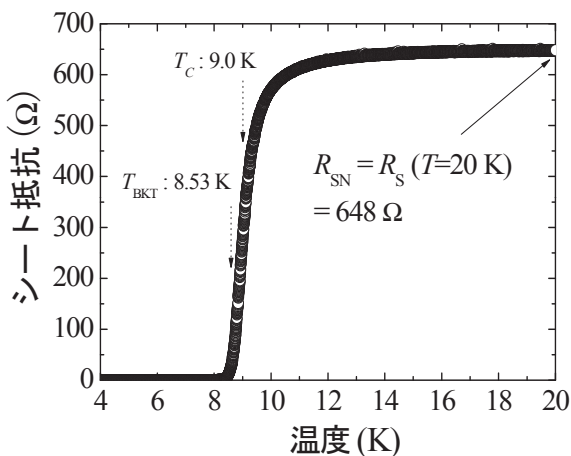


図 4 シート抵抗の温度依存性

て BKT 転移が実際に起こっており、磁束－反磁束対がナノワイヤに自発的に形成されていることが確認された。

## 5 実験結果と考察 II: ダークカウント

それでは本題のダークカウントの解析に移ろう。図 5 に、測定で得られたダークカウント率の規格化バイアス電流に対する依存性を示す (図中シンボル)。測定は 0.5 K から 4.0 K までの温度領域で行い、バイアス電流は各温度における超伝導臨界電流で規格化した。図 4 から、全ての温度においてダークカウントはバイアス電流に対して単調に増加し、また温度の低下につれてダークカウントは減少することが分かる。

### 5.1 自己磁場による磁束ホッピング

まず、バイアス電流の自己磁場によって引き起こされる磁束ホッピングについて検証しよう。ナノワイヤ端に生じた磁束の感じるエッジ障壁は、ナノワイヤ中の位置  $x$  の関数として、以下のように表される<sup>[12][13]</sup>:

$$U_{\text{VH}}(x) = E_B \left[ \ln \left( \frac{2w}{\pi \xi} \sin \left( \frac{\pi x}{w} \right) \right) + \frac{I_b}{I_B} \frac{\pi}{w} \left( x - \frac{\xi}{2} \right) \right], \quad (3)$$

ここで  $E_B = \Phi_0^2 / 2\pi\mu_0\Lambda$ 、 $I_B = \Phi_0 / 2\mu_0\Lambda$ 、 $\xi$  は温度依存する GL コヒーレンス長である<sup>[14]</sup>。エッジ障壁の極大値  $U_{\text{VH,max}}$  を条件式  $dU_{\text{VH}}/dx = 0$  から導出することができ、

$$U_{\text{VH,max}} = E_B \ln \left\{ \left[ \frac{2w}{\pi \xi(T)} \left( 1 + \left( \frac{I_b}{I_B(T)} \right)^2 \right)^{-1/2} \right] - \frac{I_b}{I_B} \left[ \arctan \left( \frac{I_b}{I_B} \right) - \frac{\pi \xi}{2w} \right] \right\}, \quad (4)$$

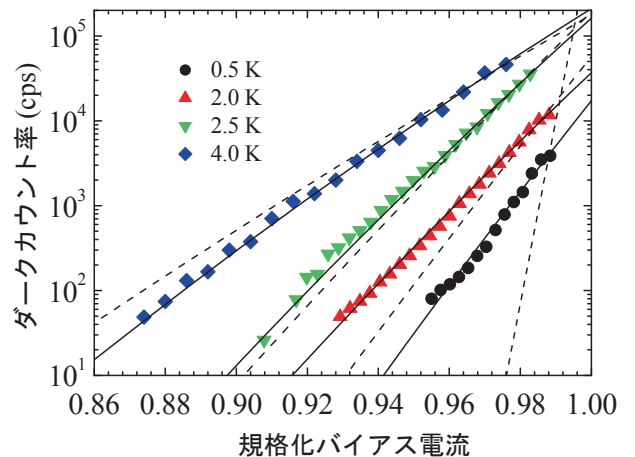


図 5 ダークカウント率の規格化バイアス電流依存性。シンボルは実験値、破線は自己磁場による磁束ホッピングモデルのベストフィット曲線、実線は磁束－反磁束対 unbinding モデルのベストフィット曲線



となる。磁束ホッピングに起因するダークカウント率は、式 (4) を用いて

$$P_{\text{VH}}(T, I_b) = \Gamma_{\text{att,VH}} I_{bN} \exp\left(-\frac{U_{\text{VH,max}}}{k_B T}\right), \quad (5)$$

と表される。ここで  $\Gamma_{\text{att,VH}}$  は試行レート、 $I_{bN}$  は規格化したバイアス電流を表す。図5において、破線は式(5)による実験値のフィッティング曲線を表す。図から明らかかなように、磁束ホッピングモデルでは全温度領域においてダークカウント率のバイアス電流依存性を説明することができないことが分かった。

## 5.2 磁束-反磁束対の unbinding

次に、BKT 転移によってナノワイヤに生じた磁束-反磁束対の unbinding の可能性を検証する。電流が印加されている状態における磁束-反磁束対のポテンシャルは以下のように表される<sup>[10]</sup>：

$$U_{\text{VAP}} = 2\mu_c + \frac{A(T)}{\varepsilon} \left[ \ln\left(\frac{2.6I_c}{I_b}\right) - 1 + \frac{I_b}{2.6I_c} \right], \quad (6)$$

ここで、 $I_b$  はバイアス電流、 $I_c$  は超伝導臨界電流、 $\mu_c$  は磁束のコアポテンシャル、そして  $\varepsilon$  は分極定数である。また  $A(T) = \Phi_0^2 / \pi \mu_0 \Lambda(T)$  で、 $\Phi_0$  は磁束量子、 $\mu_0$  は真空の透磁率、そして  $\Lambda(T)$  は有効磁場侵入長である<sup>[4]</sup>。このポテンシャル (6) を用いて、バイアス電流による磁束-反磁束対の unbinding に起因するダークカウント率は、

$$P_{\text{VAP}}(T, I_b) = \Gamma_{\text{att,VAP}} \exp\left(-\frac{U_{\text{VAP}}}{k_B T}\right), \quad (7)$$

と表される。ここで  $\Gamma_{\text{att,VAP}}$  は試行レート、 $k_B$  はボルツマン定数である。図5において、実線は最小二乗法により式 (7) を実験値にフィッティングして得られた理論曲線である。図から分かるように、全温度領域において実験結果との非常に良い一致が得られた。さらに、このフィッティングから得られたフィッティングパラメータ  $\varepsilon$  の値は 1.5 - 6.5 であり、式 (1) を用いて直流特性から導かれた値  $\varepsilon_{\text{BKT}} = 2.15$  とオーダ的に一致することが分かった。このことから、バイアス電流による磁束-反磁束対 unbinding モデルは実験結果をよく説明することが示された。

以上の考察から、SSPD におけるダークカウントの物理的起源としては、バイアス電流による磁束-反磁束対の unbinding が支配的であることが明らかになった<sup>[5]</sup>。図5に示されているように、2.5 K においては磁束-反磁束対 unbinding モデルと磁束ホッピングモデルが比較的近いバイアス電流依存性を示しており、この温度での測定だけでは、どちらのメカニズムがダーク

カウントの起源として支配的か特定することは困難である。このことから、ダークカウントの起源を特定するためには今回我々が行ったような温度依存性の測定・解析が極めて重要であることが分かる。

## 6 まとめ

今回我々は、SSPD の直流特性及びダークカウントのバイアス電流依存性を 0.5 K から 4.0 K までの温度領域で測定し、得られた結果を (i) バイアス電流の自己磁場による磁束ホッピング及び (ii) BKT 転移によって形成された磁束-反磁束対の unbinding の 2 つのモデルで理論解析した。その結果、ダークカウントの物理的起源としては磁束-反磁束対の unbinding が支配的であることが明らかになった。今後、ダークカウントがより小さい SSPD を開発するためには、磁束対の unbinding を抑制するか、もしくは引き離された単一磁束の動きをピンニング等で拘束するような新奇な構造の発案が重要となる。ダークカウントフリーな SSPD の実現により、高速・高効率な量子通信システムや高精度な量子光学実験の進展が期待される。

### 【参考文献】

- 1 R.H. Hadfield, M.J. Stevens, S.S. Gruber, A.J. Miller, R.E. Schwall, R.P. Mirin, and S.W. Nam, "Single photon source characterization with a superconducting single photon detector," *Opt. Express*, Vol. 13, No. 26, pp. 10846-10853, 2005.
- 2 M. Sasaki, M. Fujiwara, H. Ishizuka, W. Klaus, K. Wakui, M. Takeoka, S. Miki, T. Yamashita, Z. Wang, A. Tanaka, K. Yoshino, Y. Nambu, S. Takahashi, A. Tajima, A. Tomita, T. Domeki, T. Hasegawa, Y. Sasaki, H. Kobayashi, T. Asai, K. Shimizu, T. Tokura, T. Tsurumaru, M. Matsui, T. Honjo, K. Tamaki, H. Takesue, Y. Tokura, J.F. Dynes, A.R. Dixon, A.W. Sharpe, Z.L. Yuan, A.J. Shields, S. Uchikoga, M. Legire, S. Robyr, P. Trinkler, L. Monat, J.-B. Page, G. Ribordy, A. Poppe, A. Allacher, O. Maurhart, T. Langer, M. Peev, and A. Zeilinger, "Field test of quantum key distribution in the Tokyo QKD Network," *Optics Express* Vol. 19, No. 11, pp. 10387-10409, 2011.
- 3 G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and Roman Sobolewski, "Picosecond superconducting single-photon optical detector," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 79, No. 6, pp. 705-707, 2001.
- 4 R.H. Hadfield, "Single-photon detectors for optical quantum information applications," *Nature Photonics*, Vol. 3, No. 12, pp. 696-705, 2009.
- 5 T. Yamashita, S. Miki, K. Makise, W. Qiu, H. Terai, M. Fujiwara, M. Sasaki, and Z. Wang, "Origin of intrinsic dark count in superconducting nanowire single-photon detectors," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 99, No. 16, pp. 161105, 2011.
- 6 Z.L. Berezinskii, "Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group I. Classical systems," *Sov. Phys. JETP*, Vol. 32, No. 3, pp. 493-500, 1971.
- 7 J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, "Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems," *J. Phys. C*, Vol. 6, pp. 1181-1203, 1973.
- 8 Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, and B. Komiyama, "Superconducting properties and crystal structure of single-crystal NbN thin films deposited at ambient substrate temperature," *J. Appl. Phys.* Vol. 79, No. 10, pp. 7837-7842, 1996.

- 9 S. Miki, M. Fujiwara, M. Sasaki, and Z. Wang, "NbN Superconducting Single-Photon Detectors Prepared on Single-Crystal MgO Substrates," IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 17, No. 2, pp. 285-288, 2007.
- 10 J.E. Mooij, "Two-dimensional transition in superconducting films and junction arrays," in Percolation, Localization, and Superconductivity, edited by A.M. Goldman and S.A. Wolf, pp. 325-370, Plenum, New York, 1984.
- 11 M.R. Beasley, J.E. Mooij, and T.P. Orlando, "Possibility of Vortex-Antivortex Pair Dissociation in Two-Dimensional Superconductors," Phys. Rev. Lett. Vol. 42, No. 17, pp. 1165-1168, 1979.
- 12 G.M. Maksimova, "Mixed state and critical current in narrow semiconducting films," Phys. Solid State, Vol. 40, No. 10, pp. 1607-1610, 1998.
- 13 H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, K. Il'in, M. Siegel, H.-W. Hubers, and A. Semenov, "Current-assisted thermally activated flux liberation in ultrathin nanopatterned NbN superconducting meander structures," Phys. Rev. B, Vol. 81, No. 2, pp. 024502, 2010.
- 14 M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity," 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1996.



**山下太郎** (やました たろう)

未来 ICT 研究所ナノ ICT 研究室主任研究員  
博士 (理学)  
超伝導工学、物性理論