

13,01

## Оценка характеристик однофотонного детектора в зависимости от параметров сверхпроводящей пленки $W_xSi_{1-x}$

© С.Ю. Хыдырова, И.А. Степанов, Д.Д. Васильев, К.М. Моисеев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
Москва, Россия

E-mail: hydyrova.selbi@yandex.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 9 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Проведен расчет эффективности поглощения, пороговой длины волны и длительности импульса напряжения сверхпроводникового однофотонного детектора в зависимости от поверхностного сопротивления  $R_s$  и критической температуры  $T_c$  пленки  $W_xSi_{1-x}$ . Рассчитанные зависимости характеристик детектора для пленок  $W_xSi_{1-x}$  показывают, что пленки с  $T_c > 3.5$  К и  $300 < R_s < 420$   $\Omega/\text{sq}$  обеспечивают  $\eta_{abs} \approx 15 \dots 20\%$ ,  $\eta_{IDE} = 100\%$  при длине волны излучения 1550 nm и длительность импульса напряжения детектора  $\tau < 40$  ns, что соответствует возможной скорости счета детектора  $CR_{max} = 25$  MHz.

**Ключевые слова:** однофотонный детектор на сверхпроводящей нанопроволоке (SNSPD), эффективность детектора, скорость счета детектора, тонкая пленка  $W_xSi_{1-x}$ , поверхностное сопротивление, критическая температура, сверхпроводимость, чувствительный элемент.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51268.29H

### 1. Введение

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы востребованы в системах дальней космической связи, ЛИДАРах, квантовых вычислениях и оптической томографии [1]. Одним из наиболее перспективных материалов чувствительного элемента является  $W_xSi_{1-x}$ , эффективность детекторов на основе которого достигает 93% [2]. Параметры сверхпроводящей пленки чувствительного элемента значительно влияют на выходные характеристики однофотонного детектора на сверхпроводящей нанопроволоке (SNSPD). Целью настоящей работы является выявление параметров пленок  $W_xSi_{1-x}$ , которые обеспечат как высокую квантовую эффективность, так и малое время восстановления SNSPD. Для этого проводится расчет характеристик SNSPD на основании экспериментальных значений критической температуры  $T_c$  и поверхностного сопротивления  $R_s$  наших пленок  $W_xSi_{1-x}$ .

### 2. Формирование пленок $W_xSi_{1-x}$ чувствительного элемента детектора

В лаборатории „Вакуумные технологии и объекты наноинженерии“ кафедры „Электронные технологии в машиностроении“ ультратонкие пленки  $W_xSi_{1-x}$  формируются методом совместного магнетронного распыления из двух источников. При обработке режимов формирования пленок с требуемыми свойствами варьировались следующие параметры процесса: поток аргона  $Q_{Ar}$  от 1.04 до 3.38 l/h, рабочее давление в камере  $P_{oper}$  от  $2.0 \cdot 10^{-3}$  до  $2.8 \cdot 10^{-3}$  mbar и время осаждения плен-

ки; контролировалось значение остаточного давления в вакуумной камере  $P_{res}$  от  $0.5 \cdot 10^{-3}$  до  $3.0 \cdot 10^{-3}$  mbar. Объемная доля вольфрама в пленке от 65 до 85% достигалась варьированием мощностей магнетронов. Пленки формировали на подложках Si,  $SiO_2$  и сапфировой. Толщина сформированных пленок  $d$  оценивалась косвенно по времени осаждения и измеренной кварцевым микровзвешиванием скорости осаждения и составляет от 5.6 до 12.9 nm. Поверхностное сопротивление пленок  $R_s$  измерялось четырехзондовым методом и составляет от 191 до 587  $\Omega/\text{sq}$ . Критическая температура пленок  $T_c$  составляет от 2.62 до 4.67 K; измерения проводились с использованием сосуда Дьюара и откачиваемой вакуумным насосом вставки, позволяющей охладить образец до температуры 1.7 K.

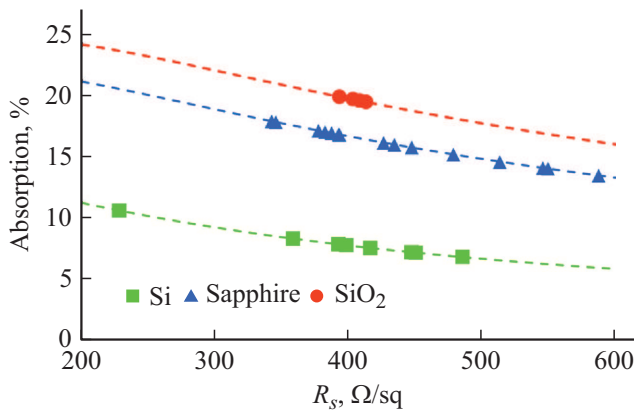
### 3. Расчет эффективности поглощения пленки

Эффективность детектирования определяется эффективностью поглощения и эффективностью генерации импульса (внутренней эффективностью детектирования).

Для сплошной тонкой металлической пленки с высокой проводимостью эффективность поглощения  $\eta_{ABS}$  может быть определена как [3]:

$$\eta_{ABS} = \frac{4Z_0R_s}{[Z_0 + (n_{sub} + 1)R_s]^2}, \quad (1)$$

где  $Z_0 = 377 \Omega$  — импеданс вакуума,  $R_s$  — поверхностное сопротивление пленки,  $n_{sub}$  — коэффициент преломления подложки. Наличие промежутков между



**Рис. 1.** Зависимость эффективности поглощения пленки  $W_xSi_{1-x}$  на различных подложках от ее поверхностного сопротивления  $R_s$ . Квадраты, треугольники и кружки (■, ▲ и ●) — экспериментальные значения  $R_s$  пленок  $W_xSi_{1-x}$ , сформированных на подложках из Si, сапфира и SiO<sub>2</sub> соответственно.

полосками меандра снижает эффективность поглощения пропорционально коэффициенту заполнения меандра  $f$  [4].

Для расчета эффективности поглощения чувствительного элемента на основе пленок  $W_xSi_{1-x}$  коэффициент заполнения меандра примем равным  $f = 0.6$ ; коэффициенты преломления материалов подложек кремния, сапфира и диоксида кремния при длине волны 1550 nm составляют соответственно  $n_{Si} = 3.475$ ;  $n_{Sapphire} = 1.745$ ;  $n_{SiO_2} = 1.444$ . Результаты расчета эффективности поглощения приведены на рис. 1.

Наибольшее рассчитанное значение эффективности поглощения соответствует пленкам  $W_xSi_{1-x}$  на подложках из SiO<sub>2</sub> и достигает  $\sim 20\%$  при поверхностном сопротивлении пленки 393 Ω/sq.

#### 4. Расчет пороговой длины волны детектора

Внутренняя эффективность детектирования  $\eta_{IDE}$  определяется длиной волны излучения, геометрией меандра и параметрами пленки. Согласно модели горячего пятна, максимальное значение ширины полоски, при которой сохранится наибольшая эффективность детектирования, в случае полного подавления параметра порядка в горячем пятне можно оценить на основании размера горячего пятна и отношения тока смещения к критическому. Для детектирования по механизму горячего пятна при полном подавлении параметра порядка необходимо, чтобы отношение тока смещения к критическому току удовлетворяло следующему выражению [5]:

$$\frac{I_b}{I_c} \geq 1 - \frac{2R}{w}, \quad (2)$$

где  $w$  — ширина нанопроволоки,  $R$  — радиус горячего пятна. Диаметр горячего пятна  $2R$  равен длине термализации

электрона  $L_{th} = \sqrt{D\tau_{th}}$  [5], где  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\tau_{th}$  — время термализации квазичастиц. Для пленок  $W_xSi_{1-x}$   $D = 0.58 \text{ cm}^2/\text{s}$  [6],  $\tau_{th} = 14 \text{ ps}$  [6], тогда диаметр горячего пятна составляет  $2R \sim 28.5 \text{ nm}$ . Исходя из приведенного выражения, в случае полного подавления параметра порядка, для нанопроволоки шириной  $w = 100 \text{ nm}$  детектирование будет обеспечиваться при отношении тока смещения к критическому  $I_b/I_c \gtrsim 0.72$ .

Для полного подавления сверхпроводимости в горячем пятне необходимо, чтобы энергия поглощенного фотона превышала требуемую минимальную энергию  $E_{ph}$  [5]:

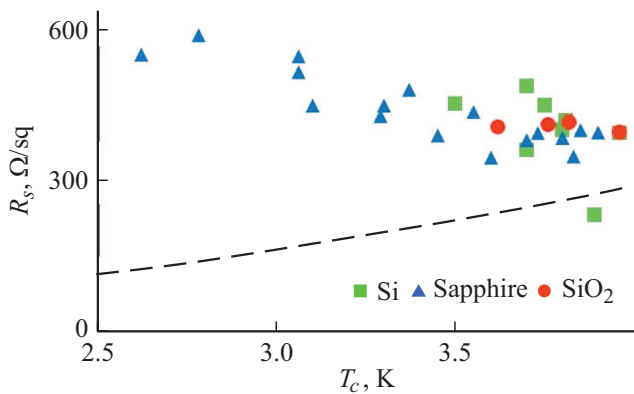
$$E_{ph} = d\pi L_{th}^2 \left( \frac{N_F(0)\Delta^2}{2} + \frac{2\pi^2 N_F(0)(k_B T_c)^2}{3 \left(1 + \frac{C_{ph}(T_c)}{C_e(T_c)}\right)} \right), \quad (3)$$

где  $d$  — толщина пленки чувствительного элемента;  $N_F(0) = 1/(R_s D d q^2)$  — плотность электронных состояний на уровне Ферми при 0 K [4];  $q$  — заряд электрона;  $\Delta = 1.764 k_B T_c / (1 - (T/T_c)^4)$  — энергетическая щель [7];  $T_c$  — критическая температура пленки;  $T$  — рабочая температура детектора;  $C_{ph}/C_e$  — отношение фононной и электронной теплоемкостей пленки при  $T_c$  [6]. Учитывая, что длина волны излучения определяется как  $\lambda_{ph} = hc/E_{ph}$  [8], можно рассчитать максимальную длину волны фотона, при поглощении которого, в случае соблюдения описанных выше требований по току смещения для заданной ширины нанопроволоки, в образовавшемся горячем пятне будет полностью подавляться параметр порядка и обеспечится детектирование фотона

$$\lambda_c = \frac{hc R_s q^2}{\pi \tau_{th} (k_B T_c)^2 \left( \frac{1.764^2 (1 - \frac{T}{T_c})}{2} + \frac{2\pi^2}{3 \left(1 + \frac{C_{ph}(T_c)}{C_e(T_c)}\right)} \right)}. \quad (4)$$

Поглощенные нанопроволокой фотоны с длиной волны менее  $\lambda_c$  будут обеспечивать отклик детектора с вероятностью 100%, что соответствует внутренней эффективности  $\eta_{IDE} = 100\%$ . Поэтому  $\lambda_c$  можно считать пороговой длиной волны детектора.

Из полученного для  $\lambda_c$  выражения, задавшись значением рабочей температуры детектора  $T$ , а также значениями времени термализации  $\tau_{th}$  и отношения  $C_{ph}/C_e$  для материала чувствительного элемента, получим зависимость  $\lambda_c$  от параметров  $R_s$  и  $T_c$  сверхпроводящей пленки чувствительного элемента. Принимая  $T = 0.2 \text{ K}$  и для  $W_xSi_{1-x}$   $\tau_{th} = 14 \text{ ps}$ ,  $C_{ph}/C_e = 0.18$  [6], а также подставляя вместо  $\lambda_c$  значение телекоммуникационной длины волны  $\lambda_{ph} = 1550 \text{ nm}$ , мы выразили зависимость значений поверхностного сопротивления  $R_s$  пленки от ее критической температуры  $T_c$ , при которых полностью подавляется параметр порядка в горячем пятне после поглощения фотона с длиной волны  $\lambda_{ph} = 1550 \text{ nm}$ . Рабочая температура в данном расчете принята равной  $T = 0.2 \text{ K}$ , поскольку уменьшение рабочей температуры



**Рис. 2.** Зависимость  $R_s$  от  $T_c$ , при которых обеспечивается  $\eta_{\text{IDE}} = 100\%$  для пленок  $W_xSi_{1-x}$  при длине волны  $\lambda_{ph} = 1550$  nm, ширине полосы  $w = 100$  nm и  $I_b/I_c \gtrsim 0.72$ . Квадраты, треугольники и кружки (■, ▲ и ●) — экспериментальные значения  $R_s$  пленок  $W_xSi_{1-x}$ , сформированных на подложках из Si, сапфира и  $SiO_2$  соответственно.

детектора позволяет снизить число темновых отсчетов [2]. Рассчитанная зависимость  $R_s(T_c)$  для исследуемых пленок  $W_xSi_{1-x}$  представлена на рис. 2.

Область выше кривой на графике рис. 2 соответствует параметрам пленки  $W_xSi_{1-x}$ , при которых будет полностью подавляться параметр порядка в горячем пятне после поглощения фотона с длиной волны 1550 nm. Для нанопроволоки шириной  $w = 100$  nm, сформированной на базе пленок с данными параметрами, при отношении тока смещения к критическому  $I_b/I_c \gtrsim 0.72$ , детектирование фотонов с длиной волны до 1550 nm будет обеспечиваться с внутренней эффективностью  $\eta_{\text{IDE}} = 100\%$ .

## 5. Расчет длительности импульса напряжения детектора

Максимально возможная скорость счета детектора  $CR_{\text{max}}$  ограничивается длительностью возникающего при детектировании фотона импульса напряжения  $\tau$  следующим образом:  $CR_{\text{max}} = 1/\tau$  [9]. Длительность импульса напряжения, или время восстановления детектора  $\tau$  [9], складывается из времени нарастания  $\tau_{\text{rise}} = L_k/(R_n + R_L)$  [10] и времени спада  $\tau_{\text{fall}} = L_k/R_L$  [10] импульса, где  $L_k$  — кинетическая индуктивность чувствительного элемента детектора,  $R_n$  — сопротивление нанопроволоки, возникающее при детектировании фотона,  $R_L = 50 \Omega$  — шунтирующее сопротивление [9]. Поскольку сопротивление  $R_n \sim 1 \text{ k}\Omega$ , вклад  $\tau_{\text{rise}}$  в длительность импульса напряжения составит порядка 1 ns [11]. Для приближенной оценки предельной скорости счета детектора можно пренебречь временем нарастания импульса  $\tau_{\text{rise}}$ , однако для численной оценки влияния параметров пленки ( $R_s$  и  $T_c$ ) следует учитывать как время нарастания, так и время спада импульса.

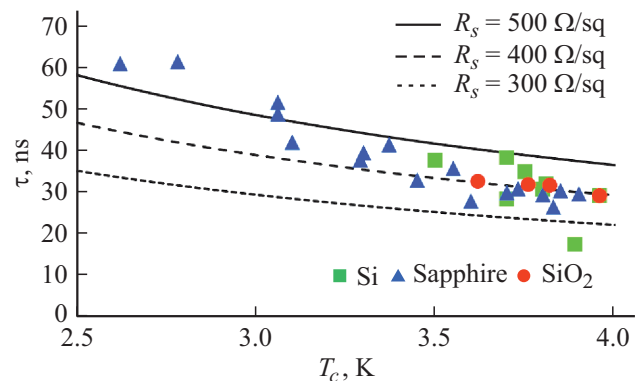
Кинетическая индуктивность чувствительного элемента детектора определяется как  $L_k = \mu_0 \lambda^2 l / (wd)$  [12], где  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля сверхпроводящей пленки при температуре  $T$ ,  $\mu_0$  — магнитная постоянная, а  $l$ ,  $w$  и  $d$  — длина, ширина и толщина нанопроволоки соответственно. Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля приближенно описывается эмпирической формулой  $\lambda = \lambda_0 / (1 - (T/T_c)^4)^{1/2}$  [13], где  $\lambda_0$  — глубина проникновения магнитного поля при  $T = 0$  K. В [14]  $\lambda_0$  для грязного предела выражается как  $\lambda_0 = [\hbar \rho_N / \pi \mu_0 \Delta_0]^{0.5}$ , где  $\rho_N$  — удельное сопротивление сверхпроводника,  $\Delta_0$  — энергетическая щель при  $T = 0$  K. Поскольку  $\Delta_0 = 1.764 k_B T_c$  [14] и  $\rho_N = R_s d$  [14], кинетическую индуктивность чувствительного элемента детектора  $L_k$  можно выразить через параметры сверхпроводящей пленки  $R_s$  и  $T_c$  следующим образом:

$$L_k = \frac{\hbar l R_s}{1.764 \pi k_B w T_c \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \right]}. \quad (5)$$

Приведенные выше зависимости для  $\tau$ ,  $\tau_{\text{rise}}$ ,  $\tau_{\text{fall}}$  и  $L_k$  позволяют выразить длительность импульса детектора через параметры  $R_s$  и  $T_c$  сверхпроводящей пленки чувствительного элемента

$$\tau = \frac{\hbar l}{w \pi k_B} \left( \frac{1}{R_L + R_n} + \frac{1}{R_L} \right) \frac{R_s}{1.764 T_c \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \right]}. \quad (6)$$

Для расчета времени восстановления детектора с чувствительным элементом на основе пленок  $W_xSi_{1-x}$  длина и ширина нанопроволоки приняты равными  $l = 1000 \mu\text{m}$  и  $w = 100$  nm, рабочая температура детектора принята равной, как и в расчете пороговой длины волны детектора,  $T = 0.2$  K; результаты расчета приведены на рис. 3. Кроме того, были рассчитаны значения скорости счета  $CR_{\text{max}}$  с учетом обеих составляющих времени восстановления детектора  $\tau_{\text{rise}}$  и  $\tau_{\text{fall}}$



**Рис. 3.** Зависимость времени восстановления детектора от критической температуры  $T_c$  пленок  $W_xSi_{1-x}$ . Квадраты, треугольники и кружки (■, ▲ и ●) — экспериментальные значения  $R_s$  пленок  $W_xSi_{1-x}$ , сформированных на подложках из Si, сапфира и  $SiO_2$  соответственно.

и с учетом только  $\tau_{\text{fall}}$ ; различие результатов точного и приближенного расчета  $CR_{\text{max}}$  составило  $\sim 1$  MHz, что подтвердило необходимость точного расчета времени восстановления детектора  $\tau$  с учетом  $\tau_{\text{rise}}$ .

Согласно представленным на рис. 3 результатам расчета, пленки с критической температурой  $T_c$  более 3.5 K и поверхностным сопротивлением  $R_s$  до 450  $\Omega/\text{sq}$  обеспечивают время восстановления детектора  $\tau$  от 20 до 40 ns, что соответствует скорости счета детектора  $CR_{\text{max}}$  от 25 до 50 MHz, при длине нанопроволоки  $l = 1000 \mu\text{m}$ , ширине  $w = 100 \text{ nm}$  и рабочей температуре детектора  $T = 0.2 \text{ K}$ .

## 6. Заключение

Предложенные в работе выражения позволяют оценить влияние поверхностного сопротивления  $R_s$  и критической температуры  $T_c$  сверхпроводящей пленки чувствительного элемента на характеристики детектора. Рассчитанные зависимости характеристик детектора для пленок  $\text{W}_x\text{Si}_{1-x}$  показывают, что пленки с  $T_c > 3.5 \text{ K}$  и  $300 < R_s < 420 \Omega/\text{sq}$  обеспечивают эффективность поглощения  $\eta_{\text{ABS}} \approx 15 \dots 20\%$ ,  $\eta_{\text{IDE}} = 100\%$  при длине волны излучения  $\lambda_{\text{ph}} = 1550 \text{ nm}$  и время восстановления детектора  $\tau$  от 20 до 40 ns (скорость счета детектора  $CR_{\text{max}}$  от 25 до 50 MHz) при длине нанопроволоки  $l = 1000 \mu\text{m}$ , ширине  $w = 100 \text{ nm}$  и рабочей температуре  $T = 0.2 \text{ K}$ . На основании полученных результатов и выдвинутых к параметрам пленки требований возможно проведение экспресс-оценки пригодности сформированной пленки  $\text{W}_x\text{Si}_{1-x}$  для изготовления на ее базе однофотонного детектора с высокой квантовой эффективностью и высокой скоростью счета.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] О.В. Минаева, О.В. Окунев, Г.М. Чулкова. Быстродействующий однофотонный детектор на основе тонкой сверхпроводниковой пленки NbN. Прометей, М. (2013). 144 с. ISBN: 978-5-7042-2475-4
- [2] F. Marsili, V.B. Verma, J.A. Stern, S. Harrington, A.E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M.D. Shaw, R.P. Mirin, S.W. Nam. Nature Photonics **7**, 3, 210 (2013). DOI: 10.1038/nphoton.2013.13
- [3] A. Semenov, B. Günther, U. Böttger, H.-W. Hübers, H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, K. Ilin, M. Siegel, R. Schneider, D. Gerthsen, N.A. Gippius. Phys. Rev. B **80**, 5, 054510 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.80.054510
- [4] А.А. Корнеев, Однофотонные детекторы видимого и инфракрасного диапазонов из тонких сверхпроводящих пленок NbN и  $\alpha$ -MoSi. Докт. дис. МПГУ, М. (2015).
- [5] A. Korneev, A. Semenov, D. Vodolazov, G.N. Gol'tsman, R. Sobolewski. In: Superconductors at the Nanoscale: From Basic Research to Applications / Ed. R. Wördenweber, V. Moshchalkov, S. Bending, F. Tafuri. Walter de Gruyter GmbH, Berlin–Boston (2017). 283 p.
- [6] D.Y. Vodolazov. Phys. Rev. Appl. **7**, 3, 034014 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.034014
- [7] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат (1979). [M. Tinkham. Introduction to Superconductivity. 2nd ed. McGraw-Hill, Inc., N.Y. (1996) P. 63].
- [8] В.Е. Белонучкин, Д.А. Заикин, Ю.М. Ципенюк. Основы физики: квантовая и статистическая физика. Термодинамика/ Под ред. Ю.М. Ципенюка. Физматлит, М. (2007). 608 с. ISBN 978-5-9221-0754-9
- [9] S. Ferrari, C. Schuck, W. Pernice. Nanophotonics **7**, 11, 59 (2018). DOI: 10.1515/nanoph-2018-0059
- [10] A.J. Kerman, E.A. Dauler, W.E. Keicher, J.K. Yang, K.K. Berggren, G. Gol'tsman, B. Voronov. Appl. Phys. Lett. **88**, 11, 111116 (2006). DOI: 10.1063/1.2183810
- [11] E.E. Wollman, V.B. Verma, A.E. Lita, W.H. Farr, M.D. Shaw, R.P. Mirin, S.W. Nam. Opt. Express **27**, 24, 35279 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.035279
- [12] D. Li, R. Jiao. Photon. Res. **7**, 8, 847-852 (2019). DOI: 10.1364/PRJ.7.000847
- [13] A.M. Kadin. Introduction to superconducting circuits. Wiley-Interscience, N.Y. (1999). P. 32
- [14] X. Zhang, A. Engel, Q. Wang, A. Schilling, A. Semenov, M. Sidorova, H.W. Huebers, I. Charaev, K. Ilin, M. Siegel. Phys. Rev. B **94**, 17, 174509 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.94.174509

Редактор Ю.Э. Кумаев

Публикация материалов Симпозиума завершена.