

05

Обоснование возможности высокочастотных переключений бесконтактного сверхпроводящего инвертора, работающего на эффекте локального нагрева

© Б.А. Гурович,¹ К.Е. Приходько,^{1,2} И.М. Искандарова,¹ А.А. Книжник¹

¹ Национальный исследовательский центр „Курчатовский Институт“, 123182 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия
e-mail: prihodko_ke@nrcki.ru

Поступило в Редакцию 5 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 17 марта 2026 г.

Принято к публикации 13 мая 2026 г.

На примере созданных нами бесконтактных инверторов, которые управляются за счет дистанционного локального нагрева, осуществляется сравнение частоты переключения. Рассмотрен вопрос о достижимых частотах в создаваемых логических элементах с учетом использования процесса передачи тепла от сформированного в сверхпроводящих нанопроводах затвора сопротивления к управляемому сверхпроводящему нанопроводу через слой разделительного диэлектрика. Проведена оценка частоты переключения создаваемых нами элементов „НЕ“ на основе теплового расчета с учетом реальных размеров, теплофизических свойств и величин токов, протекающих в работающих устройствах. По результатам теплового расчета переключения элемента „НЕ“ с толщиной диэлектрика Al_2O_3 12.5 nm была получена оценка частоты переключения 20.8 GHz. Также было показано, что уменьшение толщины диэлектрика уменьшает время нагрева до пороговой температуры пропорционально квадрату толщины, что открывает перспективу увеличения частоты работы устройств.

Ключевые слова: сверхпроводящие нанопровода из NbN, переключение из сверхпроводящего состояния в нормальное, частота переключения, бесконтактный инвертор.

DOI: 10.61011/JTF.2026.08.63363.250-25

Введение

Поскольку любой сверхпроводник характеризуется наличием двух устойчивых состояний — нормального и сверхпроводящего, которые кардинально различаются по электрофизическим характеристикам, идея использовать данные два состояния для создания классических вычислительных устройств возникла уже в 60-е годы XX в.

Переход между сверхпроводящим и нормальным состояниями может быть осуществлен за счет изменения трех основных параметров: магнитного поля, силы электрического тока и температуры. Соответственно при создании логических элементов с применением сверхпроводников для управления переходами из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно используется какой-нибудь из трех вышеперечисленных параметров.

Первым логическим элементом такого типа стал „криотрон“ [1], который представлял собой сверхпроводящую проволоку из Ta диаметром 230 μm , (в современной терминологии „канал“), вокруг которой была намотана катушка из другого сверхпроводящего провода, Nb, диаметром $\sim 76 \mu\text{m}$, (в современной терминологии — „затвор“). Состояние сверхпроводящего канала контролировалось магнитным полем, которое генерировалось током, протекающим через сверхпроводящий затвор: ес-

ли поле было достаточно большим, то канал переходил в нормальное состояние, а при уменьшении магнитного поля канал возвращался в сверхпроводящее состояние. Первые модификации криотронов и классические логические устройства на их основе были достаточно массивными, и медленно переключались в связи с большими индуктивностями подобных схем, содержащих большое число витков проводов, а также в связи с макроскопическими размерами сверхпроводящих проволок, диаметр которых составлял десятки микрометров. Далее были созданы тонкопленочные криотроны, в которых канал представлял собой сверхпроводящий нанопровод, сформированный из тонкой пленки, а в качестве затвора использовалось полукольцо из перпендикулярного сверхпроводящего нанопровода, лежащего над каналом через слой разделительного диэлектрика [2]. Подложка в ряде случаев использовалась в качестве экрана, усиливающего магнитное поле затвора в области, где располагался канал. Однако на тонкопленочных криотронах не были получены обнадеживающие результаты для создания больших вычислительных схем в силу ряда причин, в первую очередь, потому, что обеспечение высокого быстродействия устройств определяется временной задержкой переключения $\tau \sim L/R$ [3,4]. Поскольку криогенные схемы с длинными сверхпроводящими

проводами характеризуются существенными значениями кинетической индуктивности, а также с учетом того, что для используемых толщин пленок характерны малые сопротивления, величина временной задержки могла быть значительной, что ограничивало частоту работы устройств. В зависимости от конструкции тонкопленочных криотронов, для временной задержки устройств на базе криотронов были получены разные значения, которые складывались из времени, необходимого для достижения требуемого для переключения канала значения магнитного поля, создаваемого затвором единичного криотрона (τ_c), и времени срабатывания устройства, построенного из нескольких криотронов (τ_{dev}). Например, в работе [4] были подробно исследованы временные характеристики срабатывания единичного продольного криотрона, а также триггера, состоящего из нескольких криотронов. В [4] было показано, что, несмотря на малое время формирования требуемого магнитного поля единичным криотроном $\tau_c \sim (0.1-0.66)$ ns, время задержки для триггерной ячейки составляет $\tau_{dev} \sim (2-12)$ ns, что обусловлено суммарной индуктивностью и сопротивлением устройства $L \sim 0.7$ nH и $R \sim 0.1$ Ω . Это являлось непосредственной причиной, ограничивающей частоту работы испытанного триггера $\tau_{dev} \sim 0.14$ GHz. Тем не менее на основе тонкопленочных криотронов были разработаны все основные логические элементы и реализованы логические схемы, элементы хранения информации (оперативная память), усилители и переключающие устройства [5,6].

В дальнейшем внимание исследователей переключилось на создание классических вычислительных схем быстрой одноквантовой (БОК) логики (схем RSFQ и e-RSFQ), основанных на изменении магнитного потока в сверхпроводящих кольцах, в которых встроены джозефсоновские переходы [7]. Особое внимание к такому варианту создания логических схем было обусловлено тем, что на переключение единичного элемента требуется рекордно малая величина энергии [8]. Направление БОК логики получило существенное развитие, и в настоящий момент выпускаются специализированные вычислительные схемы на данном принципе [9], однако к недостаткам такого подхода следует отнести существенные сложности при реализации схем с большой степенью интеграции, что обуславливает ограничение числа элементов создаваемых устройств в несколько десятков тысяч штук, например, устройство в [10], работающее на частоте выше 100 GHz, содержало 1000 последовательных кольцевых структур из Nb различного диаметра с джозефсоновскими переходами Nb/AIO_x/Nb.

1. Логические элементы на основе сверхпроводников

Применение эффекта переключения сверхпроводника в нормальное состояние за счет превышения критического тока также было в последнее время использовано

при создании логических устройств. Логический элемент на данном принципе получил название „nTron“ [11] по аналогии с трехконтактным транзистором. Устройство „nTron“ было сконструировано таким образом, что к сверхпроводящему каналу, по которому протекал ток чуть меньше критического, подходил узкий затвор, задача которого состояла в перегреве места соединения затвора и канала в тот момент, когда узкая часть затвора переходила в нормальное состояние за счет превышения в нем критического тока. После образования нормальной области в месте контакта затвора и канала нормальная фаза распространялась на всю ширину канала за счет увеличения плотности критического тока в сверхпроводящей части сечения канала из-за вытеснения в него сверхпроводящего тока. Вызванное влиянием затвора перекрытие сверхпроводящего канала определяло перераспределение тока в нагрузку. С помощью таких устройств были сформированы основные классические логические элементы и устройства оперативной памяти [11,12]. Несмотря на то, что принцип действия „nTron“ похож на принцип действия полупроводникового транзистора, между ними существуют важные отличия, главное из которых состоит в большой величине тока через затвор в „открытом“ состоянии, т.е., когда узкая часть затвора является сверхпроводником. Это обстоятельство определяет высокие значения токов „растекания“, которые практически невозможно согласовать при большом числе элементов в схеме. Еще одним обстоятельством, осложняющим создание большого числа элементов подобного типа, является необходимость однотипной реализации узкого участка („острия“) затвора, примыкающего к переключаемому каналу с малыми разбросами геометрии и характеристик, что является нетривиальной задачей с учетом предельно малой ширины (~ 0 , nm). Помимо этого, негативным образом на перспективу больших схем на базе „nTron“ влияет необходимость повсеместного использования источников тока, что существенно увеличивает энергопотребление схем с большим числом единичных элементов.

Также создателями „nTron“ были разработаны различные модификации подобных элементов, эксплуатирующие другие механизмы перекрытия сверхпроводящего канала. Так, например, был создан элемент „yTron“ [13], в котором используется эффект неравномерного протекания сверхпроводящего тока в месте соединения канала с узким затвором, если угол между ними вблизи точки соединения является малым. Такая ситуация провоцирует образование вихря в точке соединения под острым углом, что вызывает вытеснение сверхпроводящего тока из нормальной области внутри вихря и переход канала за счет превышения критического тока. Элемент „yTron“ также является устройством с гальванической связью и узким местом в области соединения затвора с каналом, т.е. для него характерны все вышеперечисленные недостатки элемента „nTron“. Отметим, что элемент „yTron“ в работе [14] используется в устройствах памяти не

для создания логических устройств, а для считывания информации из ячеек памяти, в которых бит информации хранится в виде незатухающего тока, текущего по сверхпроводящему кольцу.

Еще одной модификацией криогенного элемента является так называемый „hTron“ в котором эксплуатируется тепловое дистанционное воздействие затвора на сверхпроводящий канал для его перевода в нормальное состояние. В устройствах „hTron“ перекрытие сверхпроводящего канала происходит бесконтактным образом. Существует две модификации такого элемента. В первой модификации, „P-hTron“ [14], затвор, выполненный также из сверхпроводника, располагается в одной плоскости с каналом параллельно ему через небольшой зазор. При подаче через затвор тока выше критического он переходит в нормальное состояние и греет расположенный рядом канал до температуры выше критической. Очевидно, что прогрев в плоскости характеризуется низкой эффективностью как по геометрическим соображениям, так и из-за неизбежно большого расстояния между затвором и каналом. Во второй модификации, „M-hTron“ [15], затвор располагается над каналом в соседнем слое и отделен от него межслоевым диэлектриком, при этом весь провод затвора изготовлен из несверхпроводящего металла и расположен перпендикулярно проводу сверхпроводящего канала в соседнем слое. Такая конструкция позволяет существенно повысить эффективность прогрева по сравнению с „P-hTron“ из-за меньшего расстояния между затвором и каналом. Однако конструкция „M-hTron“ также имеет существенный недостаток, который состоит в том, что весь провод затвора изготовлен из несверхпроводящего металла. При протекании через него тока он греется равномерно по всей длине, а не только в месте пересечения со сверхпроводящим каналом в соседнем слое. Это существенно повышает тепловую нагрузку на устройство и его энергопотребление, особенно в случае большого числа элементов в его электрической схеме. Кроме того, низкое удельное сопротивление металлов, из которых изготавливается затвор, требует большого тока для выделения тепловой мощности, необходимой для прогрева участка сверхпроводящего канала.

2. Разработанные методы создания логических элементов

В последние годы в НИЦ „Курчатовский институт“ активно ведутся работы по созданию многослойных логических устройств на основе сверхпроводящих нанопроводов из NbN [16] с использованием разработанной технологии локального контролируемого изменения атомного состава тонкопленочных материалов под действием ионного облучения [17]. Как было показано в работе [18], облучение сверхпроводящего NbN смешанным ионным пучком в определенном диапазоне доз вызывает уменьшение температуры сверхпроводящего

перехода из-за роста сопротивления на квадрат пленки в нормальном состоянии, что обусловлено радиационно-индуцированной заменой части атомов азота на атомы кислорода с образованием фазы оксинитрида ниобия NbNO [19], проявляющей металлические свойства при температурах 4.2 К и выше. Разработка радиационного метода преобразования сверхпроводника в металл позволила создать технологию встраивания металлических участков (с характерной величиной сопротивления на квадрат $\sim (600-1000) \Omega/\text{sq.}$) непосредственно в любые требуемые участки сверхпроводящих нанопроводов путем низкоэнергетического облучения ионами через резистивную маску, что имеет существенные преимущества перед традиционным методом встраивания металлического участка в сверхпроводящую линию по технологии взрывной или обратной литографии. Разработанный метод интеграции сопротивлений в сверхпроводящие нанопровода под действием ионного облучения [18] был применен при создании многосекционных оптических детекторов [20].

Метод бесконтактного (или дистанционного) переключения сверхпроводящего элемента за счет локального выделения тепла расположенным рядом (в том числе находящимся в соседнем слое) нагревателем, был запатентован нами в 2018 г. [21].

Концепция применения бесконтактного дистанционного переключения каскадов в процессорах и логической элементной базе на основе сверхпроводников и отказ от использования гальванической связи между каскадами была предложена нами в связи с наблюдаемой в последние годы проблемой увеличения быстродействия в процессорах на основе полупроводников. Как известно, эта проблема обусловлена задержками на R-C-цепях в межкаскадных соединениях процессоров (в связи с увеличением числа используемых в процессорах элементов при снижении проектных норм).

Концепция реализации межкаскадного бесконтактного дистанционного переключения сверхпроводящего нанопровода в нормальное состояние за счет нагрева затвором, содержащим резистивный элемент, находящийся в соседнем слое, для создания логических криогенных устройств [21] была разработана и испытана в НИЦ „Курчатовский институт“ ранее, чем были опубликованы альтернативные варианты похожих устройств зарубежных авторов „M-hTron“ [15], которые, к тому же, никогда не рассматривались в качестве основы схемотехники логических элементов.

Также обращают на себя внимание существенные отличия в конструкции данных элементов. В элементе „HE“ НИЦ „Курчатовский институт“ в качестве межслоевого диэлектрика используется Al_2O_3 , а в элементе „M-hTron“ — SiO_2 , что ухудшает характеристики последнего из-за более низкой температуропроводности оксида кремния по сравнению с оксидом алюминия при криогенных температурах. Это отличие определяет существенно большее быстродействие элемента „HE“ по сравнению с альтернативным вариантом устройства.

В элементе „НЕ“ в качестве нагревателя затвора выступает небольшая область нормального металла, интегрированная в сверхпроводящий нанопровод посредством низкоэнергетического ионного облучения [18] и расположенная непосредственно над (или под) местом пересечения с участком сверхпроводящего канала в другом слое, в отличие от элемента „М-hTron“, где весь затвор изготовлен из металла. Это отличие позволяет существенно снизить энергопотребление нагревателя затвора у элемента „НЕ“ по сравнению с альтернативным вариантом устройства. Поскольку логические элементы для классических вычислительных устройств должны обладать сверхмалым энергопотреблением, оптимальной геометрией является расположение нагревающего элемента (затвора) и переключаемого элемента (канала) напротив друг друга в соседних слоях и разделение их тонким слоем межслоевого диэлектрика [22].

3. Перспективный инвертор и параметры расчета его быстродействия

Для оценки быстродействия элемента „НЕ“ (рис. 1) был выполнен тепловой расчет, описывающий работу изготовленного элемента с учетом его реальных размеров, теплофизических и электрофизических характеристик, а также величин токов, протекающих в экспериментальных образцах устройства при его переключении.

Расчет был выполнен с применением пакета „Comsol Multiphysics“. Схема теплового расчета показана на рис. 2. В качестве подложки выступал монокристаллический сапфир толщиной $1.2\ \mu\text{m}$, на нижней поверхности которого поддерживалась температура 6 К. Ширина сверхпроводящих проводников, расположенных перпендикулярно друг другу в соседних слоях, составляла $400\ \text{nm}$. Толщина сверхпроводящего проводника в нижнем слое, а также толщина верхнего сверхпроводящего проводника со встроенной резистивной областью затвора составляла $5.5\ \text{nm}$. Толщина межслоевого диэлектрика Al_2O_3 варьировалась в диапазоне от 10 до $20\ \text{nm}$. Сверху образец был покрыт толстым слоем

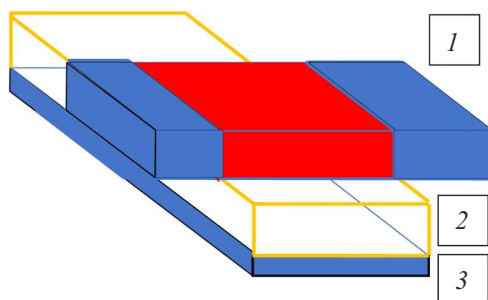


Рис. 1. Схема элемента „НЕ“: 1 — нагревательный элемент затвора; 2 — разделительный диэлектрический слой; 3 — участок сверхпроводящего нанопровода.

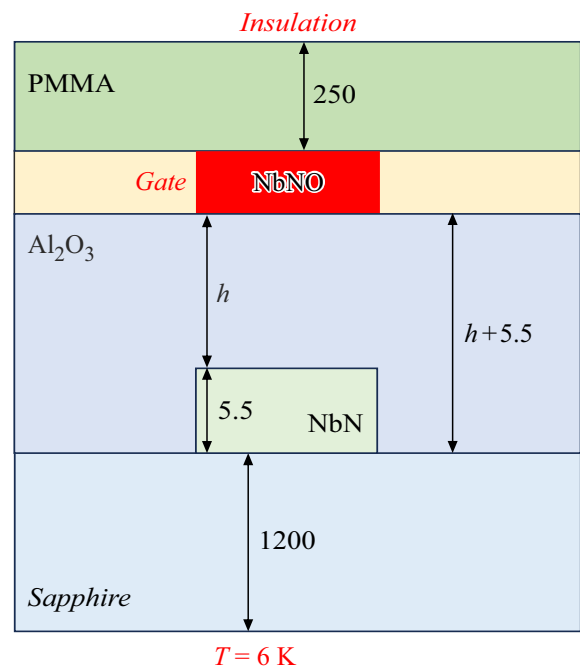


Рис. 2. Схема теплового расчета переключения элемента „НЕ“.

PMMA (250 nm), граничные условия на верхней поверхности соответствовали эксперименту в вакуумной машине замкнутого цикла.

При работе создаваемых нами элементов „НЕ“ в отличие от элемента „М-hTron“ [15] не реализуется режим протекания нулевого тока через затвор, поэтому при проведении теплового расчета работы элемента „НЕ“ в качестве начальных условий было выбрано распределение температур, которое формируется при протекании тока $I_0 = 9\ \mu\text{A}$ через нанопровод с интегрированным сопротивлением (затвор). Такой ток отвечает состоянию „0“ на входе инвертора и соответствует экспериментальным условиям эксплуатации инверторов в формируемых нами логических устройствах.

Переключение входа элемента „НЕ“ в состояние „1“ реализовывалось путем мгновенного изменения тока через затвор (идеальный прямоугольный импульс с вертикальными передним и задним фронтами) до уровня тока $I_1 = 12\ \mu\text{A}$, что также соответствует величине тока, протекающего через затвор в работающих элементах „НЕ“. Длительность идеального прямоугольного импульса тока τ варьировалась в ходе численного эксперимента, а после его окончания величина тока через затвор мгновенно возвращалась к значению $I_0 = 9\ \mu\text{A}$.

Мощность энерговыделения в резистивном участке затвора ($P = j^2\rho$) составляла в состоянии „0“ — $P_0 = 1.1 \cdot 10^{14}\ \text{W/m}^3$ и в состоянии „1“ — $P_1 = 1.96 \cdot 10^{14}\ \text{W/m}^3$.

Тепловой расчет проводился с использованием теплофизических свойств материалов, описанных ниже.

Поскольку NbN является металлом в нормальном состоянии, вклад электронов в теплопроводность учитывался в соответствии с законом Видемана–Франца:

$$\kappa_n = \frac{L \cdot T}{\rho}, \quad (1)$$

где $L = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / \text{K}^2$ — число Лоренца, ρ — удельное электрическое сопротивление, которое для используемого нанопровода составляло $2.2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$. Соответственно электронная составляющая теплопроводности NbN в нормальном состоянии линейно зависит от температуры: $\kappa_n = 0.011 \cdot T$. В сверхпроводящем состоянии теплопроводность NbN связана с теплопроводностью в нормальном состоянии соотношением [23]:

$$\kappa_s = \kappa_n \frac{T}{T_c}, \quad (2)$$

где $T_c = 7 \text{ K}$ — температура сверхпроводящего перехода для пленок NbN. Теплопроводность резистивного участка затвора в соответствии с (1) зависит от температуры как $\kappa_n = 0.003712 \cdot T$, поскольку его удельное сопротивление составляет $6.6 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$.

При температурах выше 6 К фононная теплоемкость металла в несколько раз выше электронной [24], поэтому для NbN теплоемкость рассчитывалась как

$$C_{ph}(T) = \alpha \cdot T^3, \quad (3)$$

где $\alpha = 1.03 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K}^4)$ [15].

Для сапфира использовались литературные данные [25,26] по теплопроводности и теплоемкости при криогенных температурах. Насколько нам известно, в литературе нет данных для теплопроводности аморфных пленок Al_2O_3 наноразмерной толщины при низких температурах, поэтому в качестве оценки была взята теплопроводность SiO_2 из работы [27]. Для теплоемкости аморфного Al_2O_3 при криогенных температурах найти данные также не удалось, поэтому мы оценили ее как $C_p(\text{SiO}_2) \cdot A$, где A — отношение низкотемпературных теплоемкостей для кристаллических Al_2O_3 и SiO_2 [28]. Теплопроводность ПММА при низких температурах взята из работы [28].

Распределение температуры в криогенном наноустройстве определяется, в значительной степени, контактными тепловыми сопротивлениями на границах раздела разных материалов. При низких температурах контактная теплопроводность имеет фононную природу и обычно описывается кубической зависимостью от температуры [29]:

$$\kappa = A \cdot T^3. \quad (4)$$

Для описания контактного сопротивления на границах раздела различных сред использовались две модели — акустического и диффузного несоответствия. Модель акустического несоответствия (Acoustic mismatch model, АММ) делает упрощающее предположение, что все фононы, падающие на границу раздела, подвергаются

Рассчитанные значения параметра $A \text{ W}/(\text{K}^4 \cdot \text{m}^2)$ контактной теплопроводности для диффузионной и акустической моделей

Модель	NbN / сапфир	Al_2O_3 / сапфир	PMMA / NbN	PMMA / Al_2O_3	Al_2O_3 / NbN	Al / сапфир
DMM	428	449	1041	1174	577	548
АММ	672	614	82	226	817	447

зеркальному отражению и передаче [30,31]. В модели диффузионного несоответствия (diffusive mismatch theory, DMM) предполагается, что все фононы диффузно рассеиваются на границе раздела [32,33]. При температурах до 10 К хорошо работают обе теории расчета контактного термосопротивления [34], различие с экспериментом не превышает 30%. Значительные отличия теории от эксперимента наблюдаются для более высоких температур.

В рассматриваемой системе имеется несколько интерфейсов между разными материалами: сапфир/NbN, сапфир/аморфный Al_2O_3 , аморфный Al_2O_3 /NbN, аморфный Al_2O_3 /PMMA, NbN/PMMA. Рассчитанные значения параметра A в соотношении (3) для этих интерфейсов приведены в таблице для обеих теорий (DMM и АММ). Полученные значения находятся в хорошем соответствии с результатами предыдущих расчетов [15]. Ключевым свойством для работы данного криогенного устройства является тепловое сопротивление на интерфейсе сапфир/NbN, которое в значительной степени определяет температуру сверхпроводника. В литературе имеется экспериментальные измерения теплового сопротивления данного контакта [35], которые дали значения параметра A около $500 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$, что находится в хорошем соответствии с результатами теории акустического несоответствия.

4. Результаты расчета быстрогодействия

На рис. 3 показаны результаты расчета зависимости температур в центральной части затвора и участка нанопровода из NbN, находящегося непосредственно под затвором, от времени для различных величин длительности прямоугольного импульса: 1 — 0.02, 2 — 0.015, 3 — 0.012, 4 — 0.009 ns при толщине межслоевого диэлектрика $h = 12.5 \text{ nm}$.

В общем случае эволюция температуры нанопровода от времени характеризуется следующими параметрами: τ_1 — нагрев до пороговой температуры 7.0 К; τ_2 — дальнейший нагрев, достижение максимума температуры и начало охлаждения и охлаждения до пороговой температуры; τ_3 — дальнейшее охлаждение (рис. 3, кривая 1). Общее быстродействие устройства определяется суммарным временем, необходимым для нагрева и остывания NbN.

Поскольку для кривой 1 длительность импульса составляла 0.02 ns, а значение пороговой температуры уже достигается в NbN при времени 0.012 ns, большую часть импульса (0.008 ns) затвор выделяет излишнее тепло, повышается его температура, что приводит к нежелательному дополнительному повышению температуры NbN, что также вызывает увеличение времени остывания до пороговой температуры τ_2 . Из рис. 3 следует, что рост температуры NbN продолжается еще некоторое время после окончания импульса, наблюдается максимум температуры, и только после этого температура NbN начинает уменьшаться (в отличие от температуры затвора, которая спадает сразу после окончания импульса). Такой немонотонный характер изменения температуры NbN после окончания импульса обусловлен энерговыделением в затворе, который, хоть и остывает, но находится при этом при более высокой температуре. Этот нежелательный дополнительный нагрев NbN может быть уменьшен за счет уменьшения длительности импульса, что продемонстрировано на рис. 3 (кривые 2, 3), где видно существенное уменьшение τ_2 при уменьшении длительности импульса. Кривая 3 на рис. 3 соответствует длительности импульса точно равной времени достижения пороговой температуры, однако и в этом случае наблюдается дальнейший подъем температуры на 0.05 K. Для того чтобы еще уменьшить нежелательный перегрев NbN после окончания импульса, в настоящей работе был произведен тепловой расчет для случая длительности импульса, меньшей, чем время, необходимое для достижения пороговой температуры 7.0 K в NbN (рис. 3, кривая 4). В этом случае данная пороговая температура NbN достигалась на этапе дополнительного нагрева после окончания импульса, что позволило сильно уменьшить $(\tau_1 + \tau_2)$ до значения 0.024 ns.

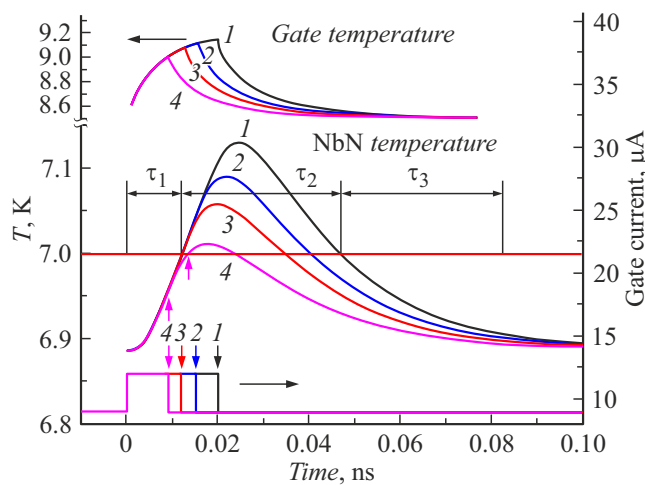


Рис. 3. Временные зависимости температуры NbN и температуры резистивной области затвора элемента „HE“ при переключении прямоугольным импульсом длительности: 1 — 0.02, 2 — 0.015, 3 — 0.012, 4 — 0.009 ns при толщине межслоевого диэлектрика $h = 12.5$ nm.

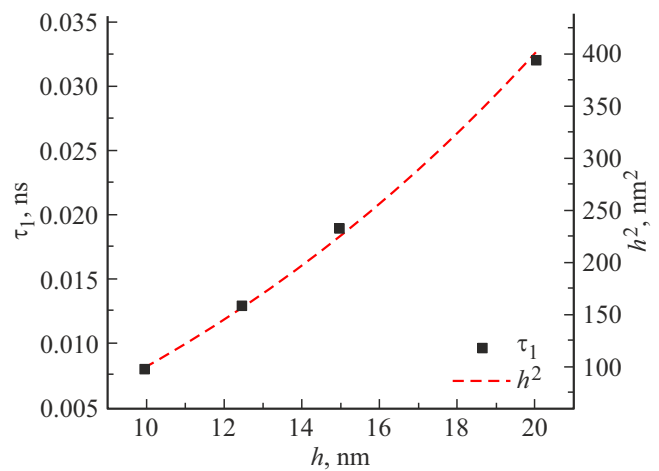


Рис. 4. Зависимость времени τ_1 разогрева элемента NbN до пороговой температуры 7.0 K от толщины межслоевого диэлектрика Al_2O_3 при переключении элемента „HE“ прямоугольным импульсом с длительностью 0.02 ns.

Время остывания τ_3 после понижения температуры ниже порогового уровня определяет время, когда на затвор можно подавать следующий импульс. Разумной оценкой для τ_3 является

$$\tau_3 \approx \tau_1 + \tau_2. \tag{5}$$

Это подразумевает, что время охлаждения τ_3 после достижения пороговой температуры приблизительно равно сумме времен разогрева τ_1 и последующего остывания до пороговой температуры τ_2 и это условие, с учетом указанных выше способов снижения времени и температуры нагрева, тем лучше выполняется, чем ближе рабочая температура к пороговой температуре перехода.

Оценка суммарного времени между двумя последовательными импульсами с учетом (4) для длительности импульса 0.009 ns (кривая 4 на рис. 3) дает

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = 0.048 \text{ ns}, \tag{6}$$

что соответствует частоте переключения 20.8 GHz. Значение частоты (6) несколько больше, чем экспериментально сообщалось авторами в недавно опубликованной работе [36], где для аналогичного элемента „HE“ при толщине диэлектрика 12.5 nm было продемонстрировано переключение на частотах вплоть до 18 GHz. Отличия оценки (6) от результатов [36] не являются большими (составляют ~ 15%) и обусловлены сложностью экспериментального определения сигналов на частотах более 20 GHz на имеющемся в настоящее время экспериментальном оборудовании.

В работе также были выполнены расчеты зависимости времени нагрева до пороговой температуры τ_1 от толщины межслоевого диэлектрика Al_2O_3 при фиксированных значениях остальных параметров (размерах, величины и длительности импульса и т.п.). Как показано на рис. 4,

время разогрева до пороговой температуры τ_1 квадратично зависит от толщины межслоевого диэлектрика (h). Данное обстоятельство указывает на перспективность использования малых толщин межслоевого диэлектрика для дальнейшего увеличения быстродействия устройств.

Выводы

Выполненный в работе тепловой расчет показал, что создаваемые бесконтактные логические элементы „НЕ“, работающие за счет использования теплового локального нагрева сверхпроводника затвором из соседнего слоя для его перевода в нормальное состояние при малых толщинах диэлектрика Al_2O_3 , позволяют реализовать частоты переключения порядка нескольких десятков гигагерц, что дает существенный выигрыш по сравнению с используемыми в настоящее время частотами работы полупроводниковых вычислительных устройств. Показана перспективность дальнейшего увеличения частоты бесконтактного переключения устройств сверхпроводящей электроники за счет уменьшения толщины межслоевого диэлектрика при используемых криогенных температурах.

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.A. Buck. Proc. IRE, **44** (4), 482 (1956). DOI: 10.1109/JRPROC.1956.274927
- [2] V.L. Newhouse, J.W. Bremer, H.H. Edwards. Proc. IRE, **48** (8), 1395 (1960). DOI: 10.1109/JRPROC.1960.287544
- [3] C. Smallman, A. Slade, M. Cohen. Proc. IRE, **48** (9), 1562 (1960). DOI: 10.1109/jrproc.1960.287669
- [4] N.H. Meyers. Proc. IRE, **50** (12), 2452 (1962). DOI: 10.1109/JRPROC.1962.288263
- [5] P.A. Walker. Radio Electron. Eng., **25** (5), 387 (1963). DOI: 10.1049/rec.1963.0053
- [6] H. Sobol. IRE Trans. Electron. Comput., **EC-11** (2), 200 (1962). DOI: 10.1109/TEC.1962.5219353
- [7] K.K. Likharev, V.K. Semenov. IEEE Trans. Appl. Supercond., **50** (1), 3 (1991).
- [8] K.K. Likharev. Phys. C Supercond. Appl., **482**, 6 (2012). DOI: 10.1016/j.physc.2012.05.016
- [9] Электронный ресурс. www.hypres.com
- [10] S. Nagasawa, T. Satoh, M. Hidaka. 15th Intern. Supercond. Electron. Conf. (ISEC), 1 (2015). DOI: 10.1109/ISEC.2015.7383488
- [11] A.N. McCaughan, K.K. Berggren. Nano Lett., **14** (10), 5748 (2014). DOI: 10.1021/nl502629x
- [12] A. Buzzi, M. Castellani, R.A. Foster, O. Medeiros, M. Colangelo, K.K. Berggren. Appl. Phys. Lett., **122** (3), 142601 (2023). DOI: 10.1063/5.0144686
- [13] A.N. McCaughan, N.S. Abebe, Q.-Y. Zhao, K.K. Berggren. Nano Lett., **16** (12), 7626 (2016). DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b03593
- [14] Q.-Y. Zhao, E.A. Toomey, B.A. Butters, A.N. McCaughan, A.E. Dane, S.-W. Nam, K.K. Berggren. Supercond. Sci. Technol., **31** (3), 035009 (2018). DOI: 10.1088/1361-6668/aaa820
- [15] R. Baghdadi, J.P. Allmaras, B.A. Butters, A.E. Dane, S. Iqbal, A.N. McCaughan, E.A. Toomey, Q.-Y. Zhao, A.G. Kozorezov, K.K. Berggren. Phys. Rev. Appl., **14** (5), 1 (2020). DOI: 10.1103/physrevapplied.14.054011
- [16] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, Л.В. Кутузов, Б.В. Гончаров, Д.А. Комаров, Е.М. Малиева. ФТТ, **64** (10), 1390 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53079.47НН
- [17] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, Е.А. Кулешова, К.И. Маслаков, Д.А. Комаров. ЖЭТФ, **143** (6), 1062 (2013). DOI: 10.7868/S0044451013060062
- [18] B.A. Gurovich, K.E. Prikhodko, M.A. Tarkhov, A.G. Domantovsky, D.A. Komarov, B.V. Goncharov, E.A. Kuleshova. Micro Nanosyst., **7** (3), 172 (2015). DOI: 10.2174/1876402908666151228233002
- [19] К.Е. Приходько, В.А. Гурович, М.М. Демет'ева. IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng., **130**, 012046 (2016). DOI: 10.1088/1757-899X/130/1/012046
- [20] Б.А. Гурович, Е.А. Кулешова, К.Е. Приходько, М.А. Тархов, А.Г. Домантовский. Пат. РФ 2581405, Бюл. 11 (2016).
- [21] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, А.Г. Домантовский, В.Л. Столяров, Д.А. Комаров, Е.А. Кулешова, Л.В. Кутузов. Пат. РФ 2674063, Бюл. 34 (2018).
- [22] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, Л.В. Кутузов, Б.В. Гончаров, Д.А. Комаров, Е.М. Малиева. ФТТ, **63** (9), 1241 (2021). DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51246.36Н
- [23] J.K. Hulm. Proc. R. Soc. Lond. A. Math. Phys. Sci., **204** (1076), 98 (1950). DOI: 10.1098/rspa.1950.0164
- [24] M. Hajenius, J.J.A. Baselmans, J.R. Gao, T.M. Klapwijk. Proceed. Fifteenth Intern. Symposium on Space Terahertz Technol., 381 (2004).
- [25] J. Liberadzka. *PhD Thesis* (Sochaczew, Poland, 1988)
- [26] G.T. Furukawa, Th.B. Douglas, R.E. McCoskey, D.C. Ginnings. J. Res. Natl. Bur. Stand., **57** (2), 1937 (1956). DOI: 10.6028/JRES.057.008
- [27] R.W.J. Macromol. Sci. Part A - Chem., **3** (7), 1257 (1969). DOI: 10.1080/10601326908051826
- [28] P. Flubacher, A.J. Leadbetter, J.A. Morrison, B.P. Stoicheff. J. Phys. Chem. Solids., **12** (1), 53 (1959). DOI: 10.1016/0022-3697(59)90251-3
- [29] R.C. Dhuley, M.I. Geelhoed, J.T.C. Thangaraj. Cryogenics, **93**, 86 (2018). DOI: 10.1016/j.cryogenics.2018.06.003
- [30] L. Bellis, P.E. Phelan, R.S. Prasher. Thermophys. Heat Tras., **14**, 144 (2000). DOI: 10.2514/2.1384
- [31] F. Pobell. *Matter and Methods at Low Temperatures* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007)
- [32] P.E. Phelan. J. Heat Transf., **120** (1), 37 (1998). DOI: 10.1115/1.2830058
- [33] A. Alzina. Compos. Struct., **74**, 175 (2006). DOI: 10.1016/j.compstruct.2005.04.002
- [34] E. Swartz, R. Pohl. Rev. Mod. Phys., **61**, 605 (1989). DOI: 10.1103/RevModPhys.61.605
- [35] A. Dane. Nat. Commun., **13** (1), 5429 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-32719-w
- [36] Б.А. Гурович, Г.Ю. Голубев, К.Е. Приходько, Л.В. Кутузов, Д.А. Комаров, Е.М. Малиева, Б.В. Гончаров, Д.А. Гончарова, В.Л. Столяров. ЖТФ, **95** (9), 1690 (2025). DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61229.102-25