

05.4; 06.1; 06.2

© 1992

СТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-СВЕРХПРОВОДНИК
С ПАМЯТЬЮ, УПРАВЛЯЕМЫЕ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМВ.В. Леманов, С.Т. Павлов,
И.С. Пивоваров

Для создания элементов быстродействующей энергонезависимой памяти большой интерес представляют многослойные структуры, включающие ВТСП-материалы и сегнетоэлектрики. Комбинирование этих материалов в составе одного прибора позволяет использовать их уникальные физические свойства для реализации сегнетоэлектрических элементов памяти, отличающихся от известных сейчас экспериментальных и серийных образцов [1].

Предлагаемые ниже схемы основаны, как и уже существующие, на способности сегнетоэлектрической пленки неограниченно долго сохранять остаточную поляризацию P_r определенной полярности. Основным активным элементом является канал со свободными носителями, находящийся в контакте с сегнетоэлектриком затвора. Воздействие остаточной поляризации сегнетоэлектрика на проводимость и другие характеристики канала аналогично эффекту поля в транзисторах со структурой металл-сегнетоэлектрик-полупроводник [2]: индуцированный остаточной поляризацией P_r поверхностный заряд $|Q| = P_r$ экранируется свободными носителями канала и вызывает их пространственное перераспределение. Глубина воздействия P_r определяется радиусом Томаса-Ферми $\lambda = (\epsilon E_F)^{1/2} (6\pi n e^2)^{-1/2}$, где E_F - фермиевская энергия носителей, ϵ - статическая диэлектрическая проницаемость канала, n - равновесная объемная концентрация носителей. Изменение поверхностной концентрации носителей в канале $|N - N_0| \approx |P_r / e|$, где $N_0 \approx \lambda n$ может достигать величины порядка N_0 при $P_r \sim 10$ мкКл/см², если канал находится в легированном полупроводнике с $n \sim 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ ($\lambda \sim 2$ нм) или в ВТСП с $n \sim 10^{21}$ см⁻³ ($\lambda \sim 0.5$ нм).

2. Элемент памяти, изображенный на рис. 1, а, аналогичен джозефсоновскому полевому транзистору (см. обзор [3] и цитируемую там литературу), но отличается использованием сегнетоэлектрика вместо обычного диэлектрика. Подобный транзистор представляет собой контакт Джозефсона с непосредственной проводимостью в виде планарного мостика [4]. Слабая связь между электродами из ВТСП осуществляется через канал длины L с двумерным электронным газом, расположенным в инверсионном слое легированного полупроводника (типичное значение $L \sim 1000$ Å). Благодаря эффекту поля, можно в широких пределах изменять поверхностную концентра-

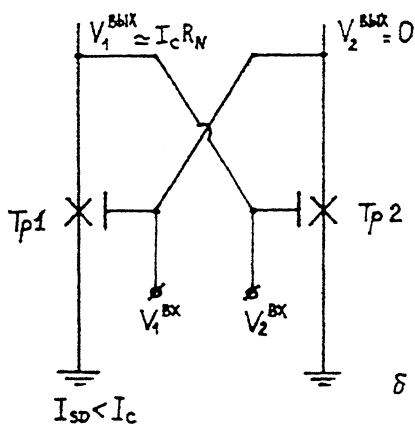
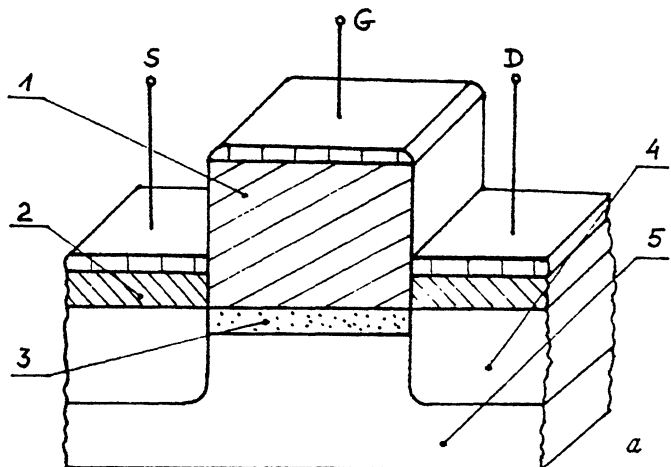


Рис. 1. а) Элемент памяти на джозефсоновском полевом транзисторе: 1 - сегнетоэлектрик, 2 - пленка ВТСП, 3 - двумерный электронный газ, 4 - n^+ -полупроводник, 5 - p -полупроводник (например, Si , $InAs$). б) Схема триггера на джозефсоновских полевых транзисторах.

цию носителей в канале слабой связи и, тем самым, управлять основными характеристиками контакта. Условие эффективности работы такого транзистора заключается в том, чтобы характерное напряжение контакта Джозефсона $V_C = I_C R_N$ (I_C - критический ток контакта, R_N - нормальное сопротивление канала) превышало характерное напряжение затвора V_G , требуемое для перевода транзистора из состояния с $I_{SD} = 0$ в состояние с $I_{SD} \neq 0$ [3]. При этом возможна реализация сверхпроводниковых логических элементов памяти,

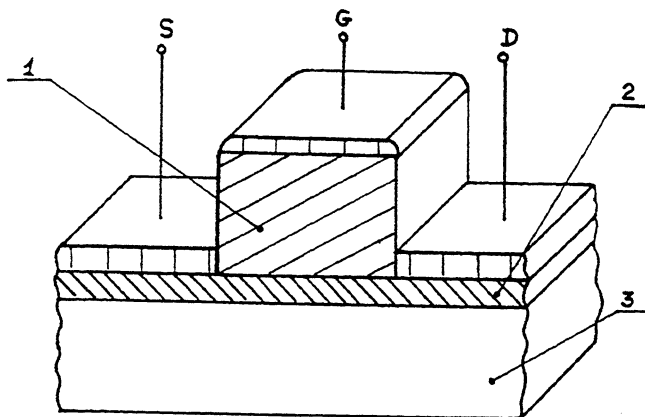


Рис. 2. Элемент памяти на сверхпроводниковом полевом транзисторе: 1 - сегнетоэлектрик, 2 - пленка ВТСП, 3 - подложка.

наиболее простым из которых является триггер, схема которого приведена на рис. 1, б.

Максимально возможное напряжение V_C достигается, когда слабая связь является короткой и чистой, т. е. выполняется условие $L < \xi_N < l$, где ξ_N и l - соответственно длина когерентности и длина свободного пробега носителей в канале слабой связи. При этом $V_C = \pi E_g / 2e$ (E_g - сверхпроводящая щель при $T=0$) [5]. Для контакта, выполненного из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ $E_g/e \approx 30$ мВ, максимально достижимая величина V_C составляет 47 мВ.

В традиционной схеме джозефсоновского полевого транзистора, включающей обыкновенный диэлектрик, роль характерного напряжения затвора V_G играет пороговое напряжение, превосходящее по величине 0.2 В. Видно, что оно значительно превышает $I_C R_N$ даже для ВТСП, поэтому эффективная работа схемы на основе обыкновенного диэлектрика представляется невозможной. Однако в случае структуры, содержащей сегнетоэлектрик, роль характерного напряжения V_G играет величина, по порядку равная $E_c d$, где E_c - коэрцитивное поле сегнетоэлектрической пленки, d - ее толщина. Подбирая состав сегнетоэлектрика таким образом, чтобы температура фазового перехода лежала недалеко от рабочей температуры прибора, можно достигнуть достаточно малой величины коэрцитивного поля. Например, в пленках $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$ можно получить $E_c \sim 10$ кВ/см. Тогда при толщине пленки d менее 50 нм условие $I_C R_N > V_G$ будет выполнено. При этом триггер, изображенный на рис. 1б, будет работать следующим образом. При подаче импульса отрицательной полярности на вход 1 открывается транзистор 1, $V_1^{\text{ВЫХ}} = I_{SD} R_N \approx I_C R_N$ (логическая „1“). Величины этого напряжения достаточно для переключения поляризации сегнетоэлектрика в затворе транзистора 2 и перевода его в состояние с закрытым

каналом, $V_2^{\text{вых}} = 0$ (логический „0“). Такое состояние триггера является устойчивым. Система переводится в противоположное логическое состояние только при подаче импульса отрицательной полярности на вход 2.

3. Элемент памяти, схема которого приведена на рис. 2, аналогичен исследованному в работах [6, 7] сверхпроводниковому полевому транзистору, но снова вместо обыкновенного диэлектрика использован сегнетоэлектрик.

Если пленка сверхпроводника является достаточно толстой, то ее проводимость пропорциональна объемной концентрации носителей, и модуляция сопротивления пленки за счет эффекта поля будет мала. Иная ситуация возникает, когда толщина пленки меньше длины когерентности сверхпроводника, и пленка в целом является двумерной. Тогда ее проводимость в некотором интервале температур ниже температуры фазового перехода объемного сверхпроводника T_0 определяется двумерными флуктуациями, т. е. имеет место переход Березинского-Костерлица-Таулеса [8]. При температурах ниже критической температуры перехода T_C вольт-амперная характеристика пленки обладает значительной нелинейностью

$$RI \propto R_0 I \left(\frac{I}{I_0} \right)^{\alpha(T)},$$

здесь R_0 — нормальное сопротивление пленки при $T \gg T_0$, I_0 — критический ток сверхпроводника. Параметр $\alpha(T)$ вблизи T_C растет пропорционально понижению температуры и может достигать значений порядка 10 в различных материалах. Благодаря почти линейной зависимости температуры перехода Березинского-Костерлица-Таулеса T_C от поверхностной концентрации носителей N , в двумерной пленке должен наблюдаться значительный эффект поля: по оценке авторов [9], модуляция сопротивления пленки R при оптимально выбранной рабочей температуре может достигать 10^2 . Таким образом, при использовании сегнетоэлектрика в качестве материала затвора можно получить значительное различие величины сопротивления сверхпроводниковой пленки R для значений остаточной поляризации $+P_r$ и $-P_r$, что позволяет реализовать два логических состояния элемента памяти.

Как следует из [7], реализация предлагаемой схемы возможна при использовании сверхтонких пленок ВТСП (например, $YBa_2Cu_3O_7$) толщиной в 1–2 постоянных решетки. Кроме того, представляется перспективным использовать в сверхпроводниковом полевом транзисторе в режиме Березинского-Костерлица-Таулеса и более толстые пленки слоистых ВТСП на основе Bi и Tl .

В обеих схемах, предлагаемых в настоящей работе, сегнетоэлектрик является однодоменным. Большой интерес представляет также изучение влияния периодической доменной структуры на свойства многослойных систем, включающих сверхпроводники.

Работа выполнена в рамках проекта № 802 Государственной программы „Высокотемпературная сверхпроводимость“.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S c o t t J.F., P a z D e A r a u j o C.A., M c -
M i l l a n L.D. // Cond. Matter News. 1992. V. 1.
N 3. P. 16-20.
- [2] Б а р ф у т Дж., Т е й л о р Дж. Полярные диэлектрики и их
применения. М., 1981. 526 с.
- [3] K r o g e r H., H i l b e r t C., G i b s o n D.A.,
G h o s h a l U., S m i t h L.N. // Proc. IEEE.
1989. V. 77. N 8. P. 1287-1301.
- [4] Л и х а р е в К.К. Введение в динамику джозефсоновских пе-
реходов. М., 1985. 320 с.
- [5] К у л и к И.О., О м е л ь я н ч у к А.Н. // ФНТ. 1978.
Т. 4. № 3. С. 296-311.
- [6] M a n n h a r t J., S c h l o m D.G., B e d -
n o r z J.G., M u l l e r K.A. // Phys. Rev. Lett.
1991. V. 67. N 15. P. 2099-2101.
- [7] X i X.X., D o u g h t y C., W a l k e n h o r s t A.,
K w o n C., L i Q., V e n k a t e s a n T. //
Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. N 8. P. 1240-1248.
- [8] H a l p e r i n B.I., N e l s o n D.R. // J. Low
Temp. Phys. 1979. V. 36. N 5/6. P. 599-616.
- [9] H e b a r d A.F., F i o r y A.T., E i c k R.H. //
IEEE Trans. Magn. 1987. V. MAG-23. N 2. P. 1279-
1282.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
17 июля 1992 г.