

06.2

Условия предотвращения теплового пробоя полупроводниковых приборов

© К.Д. Цэндин, А.Б. Шмелькин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: alibumbles@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 ноября 2003 г.

При разработке современных приборов возникает вопрос об определении области параметров для безопасной работы. Одной из универсальных причин отказа приборов, ограничивающей возможные значения параметров, является тепловой пробой [1-6]. Под пробоем мы понимаем спонтанное лавинообразное нарастание температуры и тока при незначительном увеличении напряжения. Полученные в данной работе результаты позволяют прогнозировать возможность теплового пробоя полупроводника и выбирать параметры для его предотвращения.

1. Введение. Известно, что в случае S -образной вольт-амперной характеристики (ВАХ) на участке с отрицательной дифференциальной проводимостью возникают шнуры тока и температуры [7], для которых характерны высокие плотности тока. Таким образом, реализуется существенно неоднородное состояние, зачастую приводящее к разрушению образца. Одним из универсальных механизмов возникновения S -образности является механизм тепловой неустойчивости. В этом случае протекание тока вызывает нагрев образца, что в свою очередь приводит к увеличению тока. Такая положительная обратная связь при критическом (пороговом) напряжении (V_{th}) вызывает тепловой пробой. В работах [5,6] было показано, что тепловой пробой приводит к ряду необратимых изменений в приборах силовой электроники, связанных с большими плотностями тока. При расчетах нами использовалось дрейфовое приближение для описания протекания тока, применимость которого для режимов с большими плотностями токов была обоснована в работах [8,9].

В настоящей работе определена область параметров, при которых S -образность вольт-амперной характеристики исчезает, т.е. были получены условия, позволяющие предотвратить тепловой пробой.

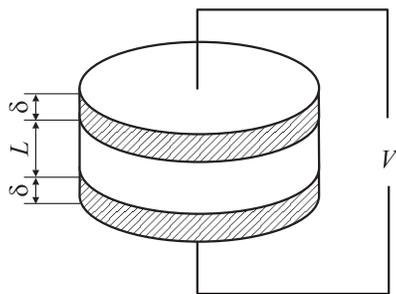


Рис. 1. На полупроводниковую пленку через контакты подается напряжение V .

2. Условия исчезновения S-образной ВАХ. Рассмотрим слой полупроводника, расположенный перпендикулярно оси z от $z = -L/2$ до $z = +L/2$ и бесконечный в плоскости (r, φ) . С обеих сторон на образец нанесены металлические контакты толщиной δ , к которым приложено напряжение V (рис. 1). Пренебрежем тепловыделением и падением напряжения на контактах и будем считать, что теплоотвод с внешних поверхностей контактов однороден и подчиняется закону Ньютона. В силу симметрии задачи достаточно рассмотреть область $z \geq 0$ (наложив соответствующее граничное условие). Тогда распределение температуры в полупроводнике и контакте описывается следующими уравнениями и граничными условиями [4]:

$$\kappa_s \Delta T + jF = 0, \quad 0 \leq z \leq \frac{L}{2}, \quad (1a)$$

$$\kappa_c \Delta T = 0, \quad \frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} + \delta, \quad (1b)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (1c)$$

$$T \Big|_{L/2-0} = T \Big|_{L/2+0}, \quad (1d)$$

$$\kappa_s \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{L/2-0} = \kappa_c \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{L/2+0}, \quad (1e)$$

$$\kappa_c \frac{\partial T}{\partial z} = -\lambda(T - T_0), \quad z = \frac{L}{2} + \delta, \quad (1f)$$

$$j = \sigma F = \sigma_0 F \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right); \quad (1g)$$

здесь κ_c — теплопроводность полупроводника, κ_s — теплопроводность контакта, j — плотность тока, λ — коэффициент внешнего теплоотвода, T_0 — температура окружающей среды.

Поскольку теплоотвод вдоль слоя отсутствует, стационарные решения системы (1) не должны зависеть от координат r и φ . Таким образом, распределение температуры в полупроводниковом слое описывается следующей системой уравнений:

$$\kappa_s \frac{d^2 T}{dz^2} + jF = 0, \quad (2a)$$

$$\kappa_s \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{\lambda(T - T_0)}{1 + \lambda\delta/\kappa_c}, \quad z = \frac{L}{2}, \quad (2b)$$

$$j = \sigma_0 F \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (2c)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (2d)$$

При этом напряжение на образце получаем интегрированием поля

$$V = 2 \int_0^{L/2} F(z) dz. \quad (3)$$

Решая систему уравнений (2) в явном виде, можно получить вольт-амперную характеристику, обусловленную джоулевым разогревом. Однако больший интерес представляет определение условий исчезновения S-образности ВАХ.

По аналогии с выражением (3) введем функцию $\tilde{v}(z)$, проинтегрировав выраженное из (2a) поле от $z = 0$ до текущего значения z . Ее физическим смыслом является падение напряжения на данной части слоя полупроводника

$$\tilde{v}(z) = -\frac{\kappa_s}{j} \frac{dT}{dz}. \quad (4)$$

Поскольку зависимость физических величин от координат нас не интересует, перейдем от переменных (T, z) к (T, \tilde{v}) , дополнительно обезразмерив их

$$v = \tilde{v} \left[\frac{\sigma_0 k}{\kappa_s \Delta E} \right]^{1/2}, \quad (5a)$$

$$t = \frac{kT}{\Delta E}. \quad (5b)$$

Используя новые переменные, полностью сформулируем задачу о нахождении стационарных состояний системы

$$v_c^2 - v^2(t_c) \equiv \Phi_1 = 0, \quad (6a)$$

$$\gamma(t_c - t_0) - v_c \int_0^{v_c} \exp(-1/t) dv \equiv \Phi_2 = 0, \quad (6b)$$

$$v^2 = 2 \int_t^{t_m} \exp(1/t) dt; \quad (6c)$$

здесь $\gamma = \lambda L [2\kappa_s (1 + \delta\lambda/\kappa_c)]^{-1}$ — параметр теплоотвода, t_m, t_c — безразмерные температуры в центре слоя и на границе с контактом, v_c — безразмерное падение напряжения на половине толщины слоя.

Исходя из определения v (5a), напряжение на пленке вычисляется по формуле

$$V = 2v_c \left[\frac{\kappa_s \Delta E}{\sigma_0 k} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

При определенных значениях величин γ, t_0, v_c система уравнений (6) может иметь в качестве решений три пары значений температур t_c, t_m , т.е. три стационарных состояния системы, что соответствует S-образной ВАХ (рис. 2).

Значения напряжений переключения из высокоомного состояния в низкоомное и обратно $(v_c)_{1,2}$ определяются условием слияния двух решений. Математически это означает равенство нулю функционального определителя

$$\frac{\partial(\Phi_1, \Phi_2)}{\partial(t_c, t_m)} = 0. \quad (8)$$

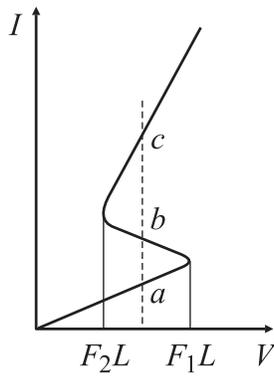


Рис. 2. Типичная S-образная ВАХ.

Из данного условия получается уравнение

$$\gamma - v_c \exp(1/t_c) \int_0^{v_c} \frac{\exp(-2/t)}{t^2} dv \equiv \Phi_3 = 0, \quad (9)$$

которое в совокупности с системой уравнений (6) позволяет определить два набора величин t_c , t_m , v_c при внешних параметрах t_0 , γ , соответствующие границам области трехзначности ВАХ.

Исчезновение S-образности происходит при совпадении полученных наборов. Это накладывает еще одну связь на используемые параметры — обращение в нуль определителя

$$\frac{\partial(\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3)}{\partial(t_c, t_m, v_c)} = 0. \quad (10)$$

В результате мы получили систему уравнений, которая при заданном параметре тепловода γ определяет значения параметров t_0 , t_c , t_m , v_c , соответствующие условию исчезновения S-образной вольт-амперной характеристики.

Выпишем данную систему, несколько преобразовав ее и перейдя к интегрированию по температуре (t):

$$v_c = v(t_c), \quad (11a)$$

$$t_0 = t_c - \frac{v_c}{\gamma} \int_{t_c}^{t_m} \frac{dt}{v}, \quad (11b)$$

$$\gamma = v_c \exp(1/t_c) \int_{t_c}^{t_m} \frac{\exp(-1/t)}{vt^2} dt, \quad (11c)$$

$$\int_{t_c}^{t_m} \left\{ \exp(-1/t) \frac{1-t}{t^2} - \exp(-1/t_c) \frac{1}{t_c^2} \right\} \frac{\exp(-1/t)}{vt^2} dt = 0, \quad (11d)$$

$$v = \left[2 \int_{t_c}^{t_m} \exp(1/t') dt' \right]^{1/2}. \quad (11e)$$

Система уравнений (11) решалась численно, результаты расчетов приведены на графике (рис. 3). Отметим, что в области малых параметров теплоотвода полученные данные существенно уточняют (вставка

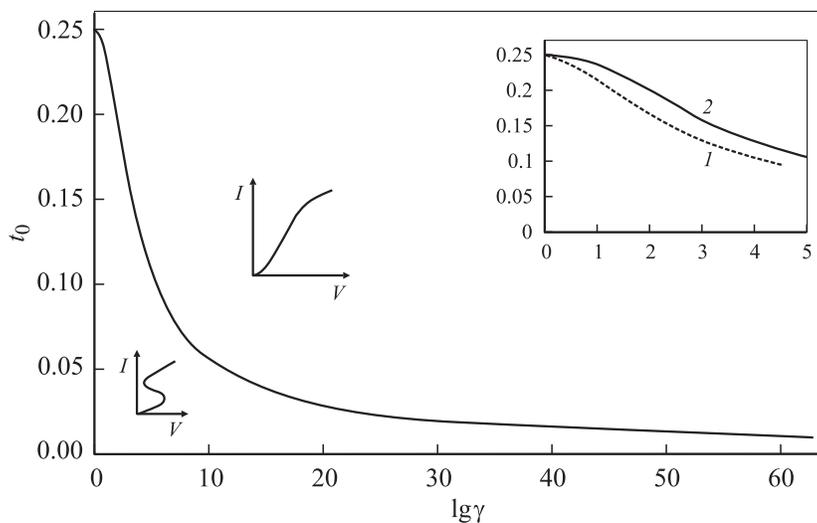


Рис. 3. Область существования S-образной ВАХ: 1 — ранее опубликованные данные [10], 2 — результаты авторов.

на рис. 3) известные ранее [10]. При больших значениях γ полученные результаты оригинальны.

Видно, что в общем случае возможны два пути исчезновения S-образности вольт-амперной характеристики:

— за счет улучшения теплоотвода, который блокирует джоулев разогрев;

— за счет повышения температуры окружающей среды, которое приводит к ослаблению зависимости проводимости от температуры.

Следует отметить, что данная задача была решена в приближении локальной электронейтральности, т.е. объемный заряд, связанный с неоднородностью электрического поля, считался малым. Однако с ростом параметра внешнего теплоотвода (γ) неоднородность температуры и поля возрастает и данное предположение может оказаться неверным.

3. Некоторые оценки полученных результатов.¹ Из аналитического решения для случая однородной температуры можно получить выражения для температуры и поля прямого и обратного переходов. На их основании сделаны следующие оценки, дающие представления о значениях характерных величин. В таблице приведены значения энергии активации проводимости, температуры плавления (T_3) полупроводника и прямого (T_1) и обратного (T_2) переключений.

Характерные температуры для кремния и германия²

Полупроводник	$\Delta E, \text{eV}$	$\Delta E/4k, \text{K}$	T_1, K	T_2, K	T_3, K
Si	0.56	1620	315	6180	1690
Ge	0.33	960	328	3500	1210
Si (примесь As, $T_0 = 150 \text{ K}$)	0.054	157	250	380	—
Si (In)	0.155	450	380	1420	—
Ge(Te)	0.11	319	480	790	—
Ge (Be, $T_0 = 200 \text{ K}$)	0.07	203	357	455	—

Из приведенных данных (см. таблицу) можно сделать вывод, что пробой собственных полупроводников трудно прогнозируем и необратим. Поскольку разогрев до момента пробоя составляет $15\text{--}30^\circ$, а характерная температура низкоомного состояния (T_2) превышает

¹ Значения констант приведены из справочника [11].

² Температура окружающей среды полагалась равной 300 K.

температуру плавления полупроводника, в то время как „примесный“ пробой может и не приводить к разрушению образца, что позволяет создать тонкопленочный переключатель.

Оценим отличие полей, необходимых для пробоя одинаковых пленок из чистого германия (A) и германия, легированного теллуром (B):

$$\frac{F_A}{F_B} \propto \sqrt{\frac{\Delta E_B}{\Delta E_A}} \exp\left(\frac{\Delta E_A - \Delta E_B}{2kT_0}\right) \approx 40. \quad (12)$$

Таким образом, примесный пробой происходит значительно „раньше“, чем собственный.

Рассмотрим легированный индием кремний с серебряными контактами и найдем условия исчезновения S -образности вольт-амперной характеристики. Поскольку $t_0 \approx 0.17$ ($T_0 = 300$ К), необходимое значение параметра теплоотвода $\gamma \approx 500$ (рис. 3). Полагая, что теплоотвод с контактов идеальный ($\lambda = \infty$), получаем условие исчезновения S -образности: $L/\delta \approx 300$. Как и предполагалось, при достаточно толстой пленке пробой будет невозможен. В случае германиевой пленки, легированной теллуром ($\gamma \approx 10$), для исчезновения S -образности достаточно, чтобы пленка была втрое толще контакта.

4. Выводы. В настоящей работе была получена область параметров, в которой существует S -образная вольт-амперная характеристика в случае системы с активационным типом проводимости, в промежутке от нуля до $\Delta E/4k$ по температуре и при любом теплоотводе.

Полученные результаты позволяют предсказывать пробой полупроводников и диэлектриков в сильных электрических полях.

В области малых значений γ результаты качественно совпадают с результатами известных работ, при больших величинах γ область параметров, соответствующая S -образности, получена впервые.

Список литературы

- [1] Брагин С.М., Вальтер А.Ф., Семенов Н.Н. Теория и практика пробоя диэлектриков. М.; Л.: Госиздат, 1929. С. 383.
- [2] Алфёров Ж.И., Уваров А.И. // Электричество. 1964. № 5. С. 53.
- [3] Уваров А.И. Некоторые вопросы разработки, исследования и применения полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1965.
- [4] Фок В.А. // Тр. ЛФТИ. 1928. Т. 5. С. 52.

- [5] Горбатюк А.В., Линийчук И.А., Свириг А.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 6. С. 42–45.
- [6] Горбатюк А.В., Родин П.Б. // ПЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 89–93.
- [7] Ridley В.К. // Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. N 6. P. 954–966.
- [8] Горбатюк А.В., Панайотти И.Е. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 9. С. 35–41.
- [9] Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Filatov N.I. // Solid-St. Electronics. 1987. V. 30. N 6. P. 579–586.
- [10] Лебедев Э.А., Цэндин К.Д. Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках / Под ред. К.Д. Цэндина. СПб: Наука, 1996. С. 486.
- [11] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.