

УДК 621.382.23 : 538.935

## ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ОТКРЫВАЮЩЕМСЯ ДИОДЕ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

© 2003 В. С. Питанов

*Воронежский государственный университет*

Рассмотрен эффект перераспределения внешнего напряжения между барьерным слоем нелинейного контакта металл–полупроводник и базой реального диода с барьером Шоттки в широком интервале прямых смещений вплоть до полного открывания. Приведена и обсуждаются прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода на основе контакта Mo/n-Si, определены его физические и модельные параметры. Получены зависимости падений напряжения на контакте и базе диода от прямого смещения, позволившие проанализировать явление перераспределения в открывающемся диоде. Установлено, что при увеличении прямого смещения напряжение на контакте стремится к напряжению плоских зон, тогда как напряжение на базе для открытого диода нарастает пропорционально смещению, чем объясняется линеаризация характеристики полностью открытого диода. С использованием этих результатов получена и проанализирована прямая ветвь вольт-амперной характеристики собственно нелинейного контакта металл–полупроводник прибора.

При расчете и моделировании радиоэлектронных устройств на основе диодов с барьером Шоттки вольт-амперная характеристика (ВАХ) прибора описывается выражением [1]:

$$I(U) = I_S \{ \exp[U / (nV_T)] - 1 \}, \quad (1)$$

где

$$I_S = SA^{**} T^2 \exp[\phi_b(0) / V_T] \quad (2)$$

— так называемый модельный ток насыщения контакта металл–полупроводник (КМП) диода,  $I(U)$  — ток, протекающий через диод при приложении к нему внешнего напряжения  $U$ ,  $S$  — площадь контакта,  $n$  — коэффициент идеальности ВАХ,  $A^{**}$  — модифицированная эффективная постоянная Ричардсона [2] для термоэмиссии электронов из зоны проводимости полупроводника в металл над потенциальным барьером (барьером Шоттки) в КМП равновесной высотой  $q\phi_b(0)$ ,  $q$  — заряд электрона,  $V_T = (kT)/q$  — термический потенциал,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — термодинамическая температура полупроводника.

Строго говоря, в соответствии с традиционной моделью Кроуэлла–Зи [2] для переноса заряда в КМП выражение (1) описывает ВАХ контакта, а не диода Шоттки в целом, поскольку в показателе экспоненты входит внешнее напряжение  $V$ , приложенное непосредственно к барьерному слою, а не внеш-

нее напряжение  $U$ , приложенное к диоду. Замена этих напряжений в (1) адекватна только тогда, когда сопротивление барьерного слоя существенно превышает сопротивление базы диода. Это соответствует любым разумным обратным и достаточно небольшим прямым смещениям, для которых изгиб зон в барьерном слое КМП  $q(V_D - V)$  составляет не менее  $4kT$ . Здесь  $V_D$  — встроенный потенциал контакта, связанный с равновесной высотой барьера Шоттки известным [3] соотношением:

$$qV_D = q\phi_b(0) - \zeta_n, \quad (3)$$

где  $\zeta_n$  — энергетическое расстояние от дна зоны проводимости до уровня Ферми в квазинейтральной области полупроводника, т.е. в базе диода, определяемое концентрацией основных носителей заряда и термодинамической температурой полупроводника [2].

Для прямых смещений, при которых изгиб зон в барьерном слое становится меньше  $4kT$ , т.е. при  $V \geq (V_D - 4V_T)$ , когда начинается открывание контакта, исходные положения модели Кроуэлла–Зи нарушаются, что приводит к нарушению экспоненциальности ВАХ КМП и, следовательно, диода. Поскольку при этом сопротивление контакта становится соизмеримым с сопротивлением базы диода  $R_6$ , протекающий прямой ток создает заметное

падение напряжения на базе  $V_6 = I(U)R_6$ , так что внешнее напряжение на диоде становится равным сумме парциальных падений напряжения на барьерном слое  $V$  и базе  $V_6$  прибора:

$$U = V + V_6 = V + I(U)R_6. \quad (4)$$

Выразив отсюда напряжение на барьерном слое и подставив его в (1), легко получить уравнение для ВАХ реального диода  $I(U)$  в широком диапазоне прямых смещений:

$$I(U) = IS[\exp\{[U - I(U)R_6]/(V_T)\} - 1]. \quad (5)$$

К сожалению, это уравнение для ВАХ реального диода Шоттки не может быть решено через элементарные функции и при практическом использовании требует применения численных методов, что не всегда удобно в инженерной практике.

Из сказанного следует, что вблизи открывания, а тем более при полном открывании диода внешним напряжением парциальные падения напряжения на КМП и базе прибора не только становятся соизмеримыми по величине, но и должны различным образом зависеть от смещения. В этом случае говорят о перераспределении внешнего напряжения в открывающемся диоде с барьером Шоттки. Естественно ожидать, что с ростом прямого смещения напряжение на контакте должно быть ограничено так называемым напряжением плоских зон  $V_{FB}$ , которое полностью компенсирует встроенный потенциал контакта. В итоге изгиб зон в барьерном слое стремится к нулю, и электроны из зоны проводимости полупроводника беспрепятственно переходят в металл. В то же время прямой ток будет ограничиваться постоянным сопротивлением квазинейтральной базы диода, что приводит к линеаризации ВАХ прибора. При этом приращение прямого тока оказывается пропорциональным приращению внешнего напряжения. Таким образом, при открывании диода Шоттки происходит перераспределение внешнего напряжения, характеризующееся различными зависимостями парциальных падений напряжения  $V$  и  $V_6$  от приложенного смещения  $U$ , что и составило предмет исследований.

В широком интервале прямых смещений были измерены ВАХ серии диодов с барьером Шоттки на основе контакта  $Mo/n-Si$ , физико-технологические параметры которых приведены нами в работе [5]. Чтобы заведомо

обеспечить полностью открытое состояние исследуемого диода, внешнее напряжение  $U$  на приборе регулировалось в пределах от 0 до 1 В, что соответствует прямым токам от 0 до 10 А. Для исключения возможного нагревания образца столь большим прямым током и обусловленного этим температурного изменения параметров диода измерения ВАХ при  $U \geq 0,2$  В проводили в импульсном режиме при длительности тестового импульса 10 мкс и скважности 400. Установлено, что сколь-нибудь заметного изменения ВАХ, обусловленного выделением джоулева тепла, не наблюдалось до величины прямого тока 10 А.

Следует отметить, что исследуемые диоды в пределах погрешности измерений обладают идентичными ВАХ, которые оказались практически одинаковыми для всех девяти измеренных образцов. При анализе и обработке результатов эксперимента это позволило оперировать с ВАХ, полученными усреднением по всем образцам, а не с ВАХ каждого отдельно взятого прибора.

Результаты таких измерений представлены на рис. 1 в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах. Обращаясь к рис. 1а, нетрудно видеть, что при  $U \geq 0,5$  В ток через диод увеличивается прямо пропорционально увеличению внешнего напряжения, т.е. в интервале смещений  $0,5 \leq U \leq 1$  В, соответствующих полностью открытому состоянию диода его ВАХ линейна. Сглаживание этого участка характеристики методом наименьших квадратов позволило определить сопротивление базы диода  $R_6$  (из углового коэффициента регрессионной прямой) и напряжение плоских зон контакта  $V_{FB}$  (экстраполяцией ее до пересечения с осью напряжений), которые составили  $(7,50 \pm 0,02) \cdot 10^{-2}$  Ом и  $(0,380 \pm 0,005)$  В. Малость стандартного отклонения величины сопротивления базы диода указывает на то, что в полностью открытом диоде при плотностях прямого тока от 100 до 700 А/см<sup>2</sup> оно постоянно. Следовательно, на рассматриваемом участке ВАХ в диоде отсутствуют явление инжекции неосновных носителей заряда и обусловленный им эффект модуляции проводимости базы [6].

Кусочно-линейное представление ВАХ [7] в рассматриваемом диапазоне смещений позволяет интерпретировать напряжение, соответствующее пересечению линейного участ-

ка характеристики с осью абсцисс, как э.д.с., включенную последовательно с сопротивлением базы и компенсирующую встроенный потенциал контакта. Отсюда следует, что по физическому смыслу это напряжение представляет собой не что иное, как напряжение плоских зон КМП  $V_{FB}$ , при котором изгиб зон в барьерном слое контакта равен нулю, т.е.  $V_{FB}$  равно по абсолютной величине встроенному потенциалу  $V_D$  и противоположно ему по полярности.

Как видно из рис. 1а, линейный масштаб по току для прямой ветви ВАХ диода не позволяет судить о поведении зависимости тока от внешнего напряжения при  $U \leq 0,5$  В. Поэтому в соответствии с традиционным подходом [2, 3] ВАХ прибора была построена в полулогарифмическом масштабе (рис. 1б). Легко видеть, что при прямых смещениях на диоде от 0,08 до 0,28 В зависимость  $\ln I(U)$  линейна, т.е. прямой ток является экспоненциальной функцией приложенного напряжения в соответствии с моделью Кроуэлла-Зи [2] и описывается выражением (1). Более того, отсюда можно заключить, что при  $U \leq 0,28$  В внешнее напряжение практически полностью приложено к барьерному слою КМП, а падение напряжения на базе в сравнении с ним пренебрежимо мало.

В соответствии с общепринятой методикой [3, 8] линейное сглаживание этого участка полулогарифмической ВАХ позволяет определить физические и модельные параметры нелинейного контакта Мо/n-Si диода. Ус-

тановлено, что коэффициент идеальности ВАХ диода, определенный из углового коэффициента регрессионной прямой,  $n = 1,014 \pm 0,008$  и мало отличается от единицы, ожидаемой для идеального КМП по Кроуэллу и Зи. Полученное значение коэффициента идеальности удовлетворяет критерию Родерика [3], что позволяет сделать вывод о доминирующих транспортных процессах в КМП исследуемого диода. Протекание прямого тока через диод определяется диффузионно-дрейфовым переносом электронов в барьерном слое контакта и их последующей термоэмиссией с вершины барьера Шоттки в металл.

Как нетрудно убедиться, обращаясь к выражениям (1) и (2), при  $3nV_T \leq U \leq 0,28$  В экстраполяция сглаживающей прямой  $\ln I(U)$  до пересечения с осью ординат ( $U = 0$ ) позволяет определить величину  $\ln I_s$ , а через нее — модельный ток насыщения диода  $I_s$  и равновесную высоту барьера Шоттки  $q\phi_b(0)$  в контакте Мо/n-Si, составившие соответственно  $(4,45 \pm 0,29) \cdot 10^{-7}$  А и  $(0,663 \pm 0,013)$  эВ. Отметим, что полученная нами равновесная высота барьера хорошо согласуется с ее значением, определенным авторами работы [9] для такого же контакта. При концентрации электронов в базе диода  $n_{n0} = (4,44 \pm 0,04) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> [5] была найдена глубина залегания уровня Ферми в базе  $\zeta_n$ , что с использованием (3) позволило определить встроенный потенциал контакта  $V_D = (0,446 \pm 0,012)$  В.

Из рис. 1б нетрудно видеть, что при внешних напряжениях на диоде, превышающих

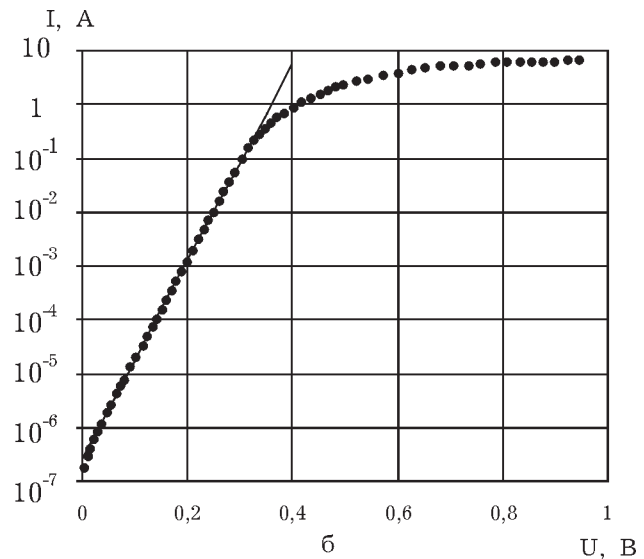
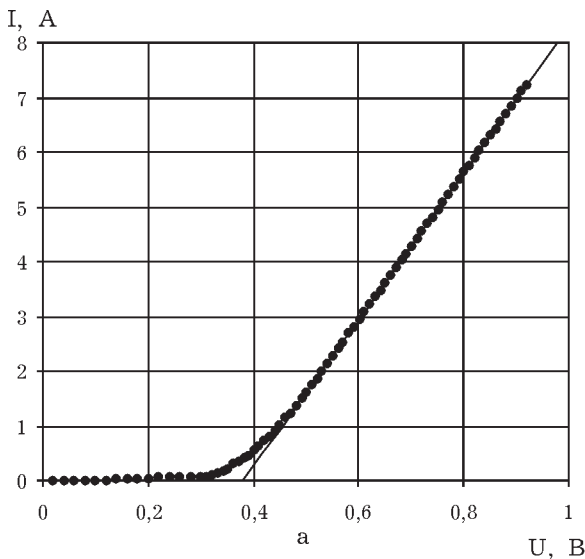


Рис. 1. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах

0,28 В, нарастание прямого тока происходит медленнее, чем по экспоненциальному закону, вплоть до  $U=0,5$  В, начиная с которого ВАХ диода линеаризуется. Естественно полагать, что в интервале прямых смещений от 0,28 до 0,5 В такое поведение прямого тока объясняется уменьшением сопротивления КМП, которое приближается по величине к сопротивлению базы. Как следствие этого, становятся соизмеримыми парциальные падения напряжения на барьерном слое  $V$  и базе  $V_6$ , что приводит к заметному перераспределению внешнего напряжения между контактом и базой открывающегося диода.

Для изучения этого эффекта по экспериментально определенной величине сопротивления базы для каждой пары измеренных значений  $I$  и  $U$  были вычислены падения напряжения на базе  $V_6 = I(U)R_6$  и нелинейном контакте  $V = U - I(U)R_6$ , позволившие получить зависимости  $V(U)$  и  $V_6(U)$ , характеризующие явление перераспределения напряжения в открывающемся диоде и представленные на рис. 2 кривыми 1 и 2 соответственно.

На экспоненциальном участке ВАХ, т.е. при  $U \leq 0,28$  В, напряжение  $V$  на барьерном слое контакта с увеличением прямого смещения линейно возрастает, тогда как напряжение на базе  $V_6$  остается пренебрежимо малым в сравнении как с  $U$ , так и с  $V$ . Регрессионный анализ зависимости  $V(U)$  в рассматриваемом диапазоне прямых смещений показал, что она описывается прямой, исходящей из начала координат, с угловым коэффициентом, равным  $1,002 \pm 0,002$ . Малость средне-

квадратичной погрешности позволяет с достаточной точностью полагать, что при  $U \leq 0,28$  В все внешнее напряжение приложено к нелинейному контакту диода, а падение напряжения на базе  $V_6$ , создаваемое прямым током, исчезающе мало.

Последующее увеличение прямого смещения на диоде сопровождается сублинейным нарастанием напряжения  $V$  на КМП, на что указывает появление различия между кривой 1 и продолжением начального участка зависимости  $V(U)$ . В то же время наблюдается заметное увеличение падения напряжения  $V_6$  на базе диода (кривая 2). При этом крутизна этой кривой нелинейно возрастает с ростом внешнего напряжения, тогда как крутизна кривой 1 нелинейно убывает. Такое поведение парциальных напряжений  $V$  и  $V_6$  наблюдается до тех пор, пока внешнее напряжение не достигнет величины 0,5 В, соответствующей полному открыванию диода. Из сказанного следует, что эффект перераспределения внешнего напряжения в исследуемом диоде имеет место в диапазоне прямых смещений от 0,28 до 0,5 В.

Когда внешнее напряжение превышает 0,5 В, поведение зависимостей  $V(U)$  и  $V_6(U)$  становится принципиально различным. Как видно из рис. 2, напряжение на контакте (кривая 1) с ростом смещения практически не изменяется, тогда как напряжение на базе (кривая 2) продолжает возрастать. Установлено, что для полностью открытого диода ( $U > 0,5$  В) падение напряжения на барьерном слое остается неизменным и равным  $(0,380 \pm 0,007)$  В, т.е.

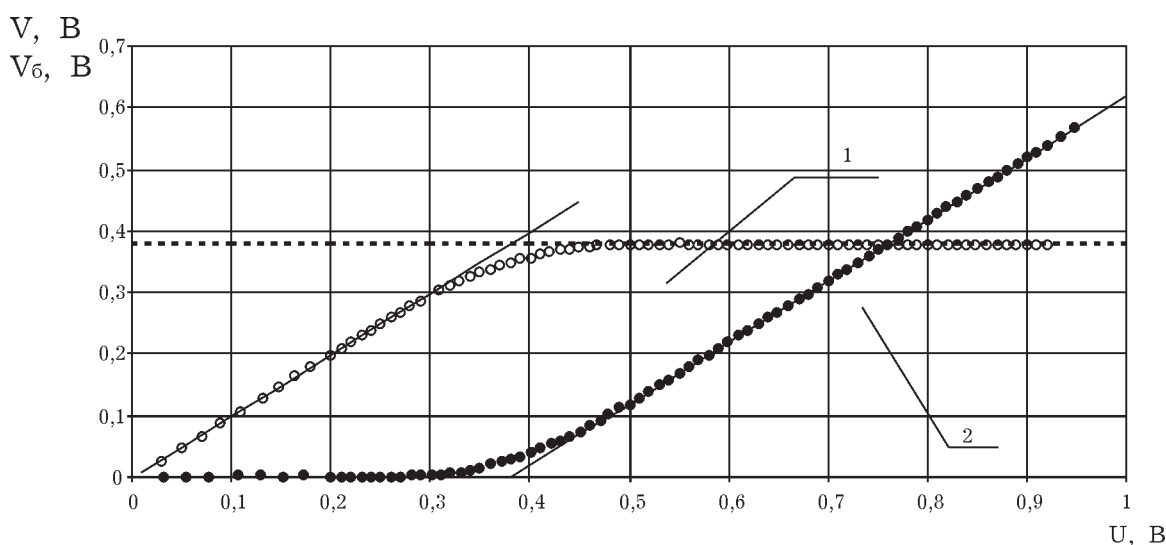


Рис. 2. Зависимости падений напряжения на контакте (1) и базе (2) диода от прямого смещения

по величине совпадает с напряжением плоских зон  $V_{FB}$  контакта, полученным экстраполяцией линейного участка ВАХ. Отсюда следует, что полностью открытому состоянию диода соответствует нулевой изгиб зон на границе раздела металл—полупроводник, и электроны из зоны проводимости полупроводника беспрепятственно эмитируются в металл.

Как уже отмечалось, при  $U > 0,5$  В падение напряжения на базе  $V_6$  монотонно растет с ростом внешнего напряжения на диоде. Регрессионный анализ зависимости  $V_6(U)$  в интервале смещений от 0,5 до 1 В показал, что здесь она хорошо описывается прямой с угловым коэффициентом, равным единице, т.е. любое приращение внешнего напряжения создает равное ему приращение напряжения на базе. Экстраполяция сглаживающей прямой до пересечения с осью внешних напряжений (пунктирное продолжение кривой 2 на рис. 2) дает величину напряжения, равную  $(0,381 \pm 0,003)$  В, совпадающую с напряжением плоских зон контакта. С точки зрения теории нелинейных двухполюсников [7] полностью открытый диод можно представить эквивалентным двухполюсником, образованным последовательно соединенными источником э.д.с.  $V_{FB}$  и постоянным сопротивлением  $R_6$ . Отсюда становится ясной физическая природа линеаризации ВАХ полностью открытого диода.

Резюмируя сказанное, можно заключить, что открывание диода с барьером Шоттки прямым смещением сопровождается перераспределением внешнего напряжения между нелинейным контактом и базой диода. Для исследуемых диодов при прямых смещениях, не превышающих 0,28 В, внешнее напряжение практически полностью приложено к барьерному слою КМП Mo/n-Si, а падение напряжения на базе можно считать равным нулю. Другими словами, это означает, что на экспоненциальном участке ВАХ диода эффект перераспределения напряжения в диоде отсутствует, и его ВАХ можно описывать выражением (1). Как установлено, эффективное перераспределение напряжения в открывающемся диоде наблюдается при прямых смещениях от 0,28 до 0,5 В и обусловлено существенным снижением сопротивления КМП до величины, соизмеримой или даже меньшей сопротивления базы. Когда смещение на диоде достигает 0,5 В и происходит

его полное открывание, перераспределение напряжения между контактом и базой прибора прекращается, а дальнейшее увеличение внешнего напряжения сопровождается пропорциональным ростом падения напряжения на базе при неизменном падении напряжения на контакте.

Согласно общепринятым представлениям о поведении барьера Шоттки при прямом смещении [2—4, 8], напряжение плоских зон контакта должно быть равно абсолютной величине его встроенного потенциала. Однако, как показывают полученные результаты, напряжение плоских зон, полученное для полностью открытого диода, на 0,066 В ( $\approx 2,6V_T$ ) меньше величины встроенного потенциала, оцененного из равновесной высоты барьера Шоттки. Поскольку такое различие выходит за пределы соответствующих среднеквадратичных отклонений, его нельзя объяснить погрешностями эксперимента, в силу чего установленный факт требует дополнительного изучения.

Проведенный анализ эффекта перераспределения внешнего напряжения в открывающемся диоде с барьером Шоттки позволяет перейти от измеренных ВАХ Шоттки-структур непосредственно к ВАХ содержащегося в них КМП. Это открывает дополнительные возможности для более детального изучения электронных процессов в барьерном слое в широком интервале прямых смещений, в том числе и соответствующих близким к открытому состоянию контакту, когда изгиб зон в области пространственного заряда становится меньше  $4kT$ .

Для получения ВАХ КМП достаточно каждой измеренной паре значений внешнего напряжения на диоде  $U$  и прямого тока  $I$  поставить в однозначное соответствие величину падения напряжения  $V$  на контакте, вычисленную с использованием выражения (4) при заранее определенном сопротивлении базы диода  $R_6$ :  $V = U - I(U)R_6$ . Отсюда легко получить ВАХ КМП  $I(V)$ . Результат такой процедуры для исследуемого контакта Mo/n-Si представлен на рис. 3 в линейном (а) и полупологарифмическом (б) масштабах.

Нетрудно убедиться, что при  $U \leq 0,28$  В прямой ток через контакт экспоненциально растет с ростом прямого напряжения на барьерном слое в соответствии с моделью Кроуэл-

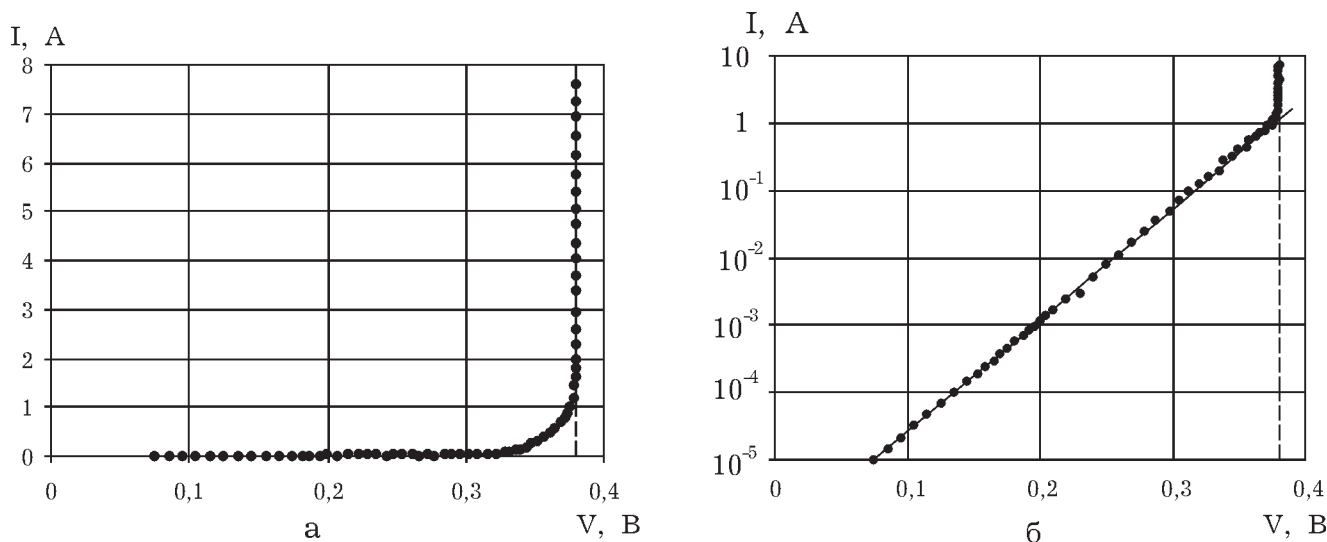


Рис. 3. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики контакта Mo/n-Si в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах

ла-Зи. Последующее увеличение напряжения, когда изгиб зон в области пространственного заряда становится меньше  $4kT$ , сопровождается более интенсивным ростом тока в сравнении с ожидаемым согласно этой модели. При этом крутизна ВАХ контакта (его дифференциальная проводимость) также увеличивается с ростом  $V$  быстрее, чем по экспоненте, предсказываемой моделью Кроуэлла-Зи. Более того, по мере приближения напряжения  $V$  на контакте к напряжению плоских зон  $V_{FB}$  возрастание прямого тока становится неограниченным, т.е. прямая  $V = V_{FB}$  представляет собой вертикальную асимптоту ВАХ КМП. Такое поведение прямого тока в открывающемся контакте, хотя и кажущееся на первый взгляд парадоксальным, было предсказано почти 20 лет назад Хенишем [4]. Насколько нам известно, эта гипотеза не получила к настоящему времени экспериментального подтверждения по двум причинам. Во-первых, в условиях эксперимента нельзя реализовать Шоттки-структуру без квазинейтральной области полупроводника (базы), сопротивление которой при открывании ограничивает прямой ток. Во-вторых, при измерениях ВАХ всегда измеряется внешнее напряжение на всей структуре, а не непосредственно на барьерном слое КМП. Однако предложенная выше методика определения ВАХ КМП по измеренным ВАХ Шоттки-структуры позволяет снять эти затруднения и получать ВАХ КМП при любых прямых смещениях без каких — либо ограничений.

Асимптотическое поведение прямого тока через КМП по мере приближения внешнего напряжения на контакте к напряжению плоских зон при исключенном влиянии сопротивления базы представляется парадоксальным лишь на первый взгляд. Если учесть, что с ростом напряжения  $V$  на контакте статическое и дифференциальное сопротивления КМП стремятся к нулю из-за предельного нулевого изгиба зон в барьерном слое, то при напряжении на барьерном слое  $V_{FB}$  ток через контакт действительно должен стремиться к бесконечности, т.к.в КМП реализуется режим короткого замыкания. В рассматриваемой ситуации источник внешнего напряжения  $V$  можно рассматривать как неограниченный резервуар, поставляющий электроны к границе раздела металл-полупроводник, т.е. как идеальный источник напряжения с э.д.с., равной  $V_{FB}$ , и нулевым внутренним сопротивлением. Поскольку плотность тока через границу раздела пропорциональна произведению скорости термоэмиссионного стока электронов в металл (а она имеет конечную величину) и концентрации электронов, поставляемых внешним источником с э.д.с.  $V_{FB}$ , то при  $V$ , стремящемся к  $V_{FB}$ , плотность тока, а, следовательно, и ток через контакт будут стремиться к бесконечности.

Обращаясь к результатам, полученным для контакта Mo/n-Si и приведенными на рис. 3, можно заключить, что широко используемая модель переноса заряда в КМП [2, 3] действительно применима только в том слу-

чае, когда изгиб зон в барьерном слое контакта составляет не менее  $4kT$ . Согласно полученным данным, нарушение экспоненциальности ВАХ контакта имеет место при  $V = 0,28$  В, тогда как  $V_{FB} = 0,38$  В. Поскольку измерения проводились при комнатной температуре, легко убедиться, что разность этих величин дает изгиб зон  $\approx 4kT$  (0,1 В). При  $V > 0,28$  В, т.е. при изгибе зон в области пространственного заряда КМП, меньшем  $4kT$ , поведение ВАХ уже не описывается выражением (1), поскольку с ростом напряжения прямой ток возрастает интенсивнее, чем по экспоненте (1), что наглядно иллюстрируется ВАХ, представленной на рис. 3б. Поэтому природа транспортных процессов и характер поведения ВАХ КМП в рассматриваемом диапазоне напряжений нуждаются в дополнительном изучении.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить признательность студенту В. И. Винокурову за участие в проведении эксперимента.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В.* Применение контакта металл-полупроводник в электронике. — М.: Радио и связь, 1980. — 303 с.
2. *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. — В 2-х кн. — М.: Мир, 1984. — Кн.1. — 456 с.
3. *Родерик Э.Х.* Контакт металл-полупроводник. — М.: Радио и связь, 1982. — 208 с.
4. *Henisch H.K.* Semiconductor Contacts: An Approach to Ideas and Models. — Oxford, Clarendon Press, 1984. — 377 p.
5. *Питанов В.С., Якименко А.В.* Природа «мягкого» поведения обратного тока в Шоттки-структурах Mo/n-Si. // Вестник ВГУ. Серия физика, математика, 2001, № 2. — С. 33—41.
6. *Jäger H., Kosak W.* Modulation effect by intense hole injection in epitaxial silicon Schottky-barrier diodes. // Solid State Electronics, 1973, V. 16, № 3. — P. 357—364.
7. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. Электрические цепи. — М.: Гардарики, 2002. — 638 с.
8. *Rhoderick E.H., Williams R.H.* Metal-Semiconductor Contacts. — Oxford, Clarendon Press, 1988. — 252 p.
9. *Calleja E., Garrido J., Piqueras J., Martinez A.* Thermal degradation of Mo and Pt silicon Schottky contacts. // Solid State Electronics, 1980, V. 23, № 6. — P. 591—598.