

## ЕМКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ Me—ХСП

Бордовский Г. А., Каничев М. Р., Любин В. М.

Приведены результаты исследования емкостных характеристик образцов  $\text{Al—As}_2\text{Se}_3\text{—Al}$  квазистатическим методом. Полученные данные свидетельствуют о том, что только в области малых  $dV/dt$  емкость образца определяется емкостью барьера. Оценена высота барьера на границе  $\text{Al—As}_2\text{Se}_3$  и открыта возможность применения емкостной спектроскопии для изучения электронных состояний в ХСП.

Методы емкостной спектроскопии, развитые в работах [1, 2], являются надежным способом определения параметров центров захвата носителей заряда в полупроводниках. Большая часть этих методов основана на исследовании вольтемкостных характеристик барьера на границе металл—полупроводник. До недавнего времени попытки применения данных методов для исследования энергетического спектра локальных состояний в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) оказывались неудачными, в связи с тем что при измерениях емкости образцов «традиционным» способом последняя оказывалась не зависящей от напряжения смещения [3] и зачастую определялась геометрической емкостью.

Лишь в последнее время [4, 5] была обнаружена зависимость емкости образца  $\text{Me—ХСП—Me}$  от приложенного напряжения смещения в области инфранизких частот  $f \leq 10^{-3}$  с $^{-1}$ , что позволило сделать вывод о существовании на границе  $\text{Me—ХСП}$  барьера типа Шоттки и стимулировало дальнейшее исследование его емкостных характеристик. Вместе с тем определяемая авторами [4, 5] емкость образца, по-видимому, не соответствует емкости барьера, так как напряжения отсежки вольтфарадных характеристик (ВФХ) в шоттковских координатах ( $C^{-2}$ ,  $V$ ) существенно превышают полуширину запрещенной зоны. В настоящей работе дается дальнейшее развитие емкостных методов исследования ХСП [4, 5], которые позволяют оценить истинную высоту барьера на границе с металлом и открывают возможность широкого применения емкостной спектроскопии для изучения электронных состояний в ХСП.

### Методика исследования

В работе исследовались тонкопленочные образцы  $\text{As}_2\text{Se}_3$  толщиной  $1\div 2$  мкм, имеющие сэндвич-конструкцию. В качестве материала электродов использовался  $\text{Al}$ . Образцы изготавливались по известной технологии [6]. Емкость, как и в работах [4, 5], измерялась квазистатическим методом [7] по гистерезису емкостного тока при приложении к образцу периодически изменяющегося знакопеременного напряжения треугольной формы. Емкость образца как функция напряжения смещения определялась по формуле

$$C(V^*) = \frac{i_1(V^*) - i_2(V^*)}{2|dV/dt|}, \quad (1)$$

где  $V^*$  — текущее значение напряжения смещения,  $i_1(V^*)$  и  $i_2(V^*)$  — величины тока на верхней и нижней ветвях петли гистерезиса соответственно (рис. 1),

а  $dV/dt$  — скорость изменения приложенного напряжения смещения. Особенностью данного исследования было изменение  $dV/dt$  в широких пределах. Все измерения проводились в вакууме  $10^{-1}$  Па при комнатной температуре. Геометрическая емкость измерялась традиционным способом.

## Результаты измерений

При периоде приложенного, линейно нарастающего и спадающего напряжения смещения ( $T \leq 10^2$  с) с амплитудой, равной 10 В, что соответствует  $dV/dt \geq 10^{-1}$  В/с, емкость структуры Al—As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>—Al близка к геометрической и слабо зависит от напряжения смещения (рис. 2, кривая 1). С увеличением  $T$  емкость растет и начинает проявляться ее зависимость от напряжения смещения (рис. 2, кривые 2, 3) (знак напряжения соответствует знаку на верхнем

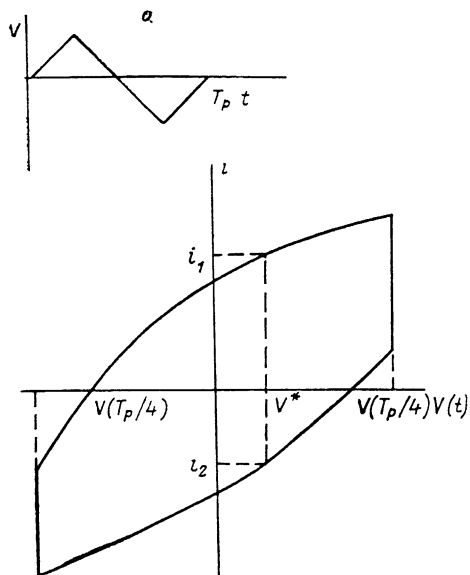


Рис. 1. Зависимость тока, протекающего через образец, от напряжения смещения.

а — временная зависимость напряжения смещения, прикладываемого к образцу.

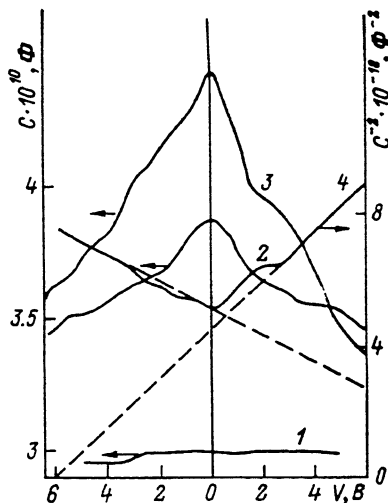


Рис. 2. Семейство ВФХ для образца Al—As<sub>2</sub>Se—Al толщиной  $d=1.9$  мкм и площадью электродов  $S=7$  мм<sup>2</sup>.

$T_p$ , с: 1 —  $10^3$ , 2 —  $6.25 \cdot 10^2$ , 3, 4 —  $10^2$ .

электроре). Полученные ВФХ хорошо спрямляются в шоттковских координатах (рис. 2, кривая 4) для случая  $T=10^3$  с. При этом были получены значения напряжений отсечек, равные 6 и 11 В для положительных и отрицательных ветвей зависимости соответственно. При уменьшении  $T$  значения напряжений отсечек увеличиваются: так, для  $T=6.25 \cdot 10^2$  с они равны 22 и 30 В.

На рис. 3 представлена типичная зависимость емкости при нулевом напряжении смещения образца структуры Al—As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>—Al от скорости изменения напряжения. При получении данной зависимости уменьшение  $dV/dt$  осуществлялось вначале путем увеличения периода развертки от  $10^2$  до  $10^3$  с, а затем при фиксированном  $T=10^3$  с — путем уменьшения амплитуды треугольного напряжения смещения.

Легко видеть, что полученная зависимость характеризуется наличием трех участков. В области больших  $dV/dt$  (от  $10^0$  до  $6 \cdot 10^{-2}$  В/с) (область I) емкость структуры весьма слабо увеличивается, следуя степенному закону с показателем степени (0.02 ÷ 0.03), и близка к величине соответствующей геометрической емкости образца. В области II ( $dV/dt$  от  $6 \cdot 10^{-2}$  до  $6 \cdot 10^{-4}$  В/с) ход изменения емкости можно аппроксимировать степенной функцией с показателем степени 0.2. При малых  $dV/dt \leq 6 \cdot 10^{-4}$  В/с (область III) емкость практически не зависит от  $dV/dt$ .

На рис. 4 представлены зависимости емкости от напряжения смещения в шоттковских координатах как при выполнении условия квазистационарности  $dV/dt \leq 6 \cdot 10^{-4}$  В/с (т. е. область III на рис. 3, кривая 1), так и при его

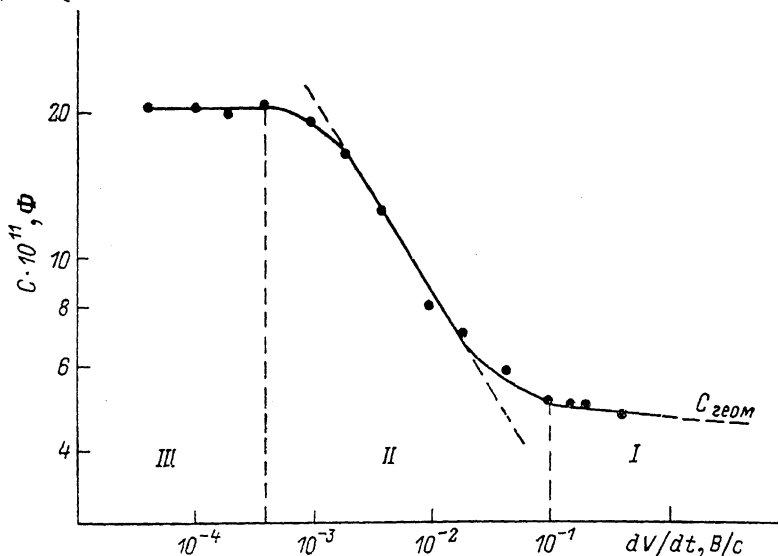


Рис. 3. Зависимости емкости образца Al—As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>—Al от  $dV/dt$ .  
Толщина образца  $d=1.4$  мкм, площадь электродов  $S=1.5$  мм<sup>2</sup>.

невыполнении (т. е. область II на рис. 3, кривая 2). Заметим, что кривая 2 получена вышеописанным способом (рис. 1), а кривая 1 — по точкам, т. е. смещение подавалось фиксированно с шагом 50 мВ, после каждого изменения

напряжения образец выдерживался в течение времени  $\Delta t$ , необходимого для выполнения условия  $\Delta V/\Delta t \leq 6 \cdot 10^{-4}$  В/с. Емкость определялась с помощью треугольного напряжения (с амплитудой 50 мВ) при значении  $V^*=0$  В.

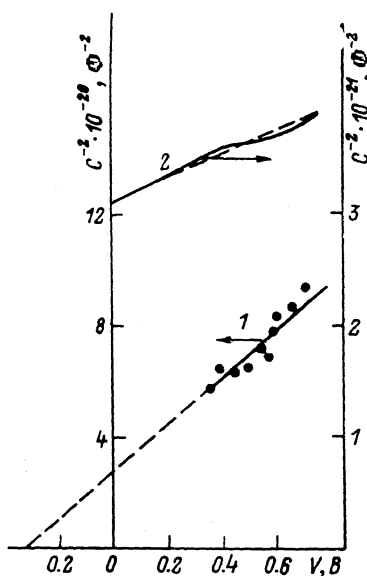


Рис. 4. Семейство ВФХ образца Al—As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>—Al толщиной  $d=1.4$  мкм с площадью электродов  $S=0.8$  мм<sup>2</sup> при  $T_p=10^3$  с.  
 $dV/dt$ , В/с: 1 —  $2 \cdot 10^{-4}$ , 2 —  $10^{-3}$ .

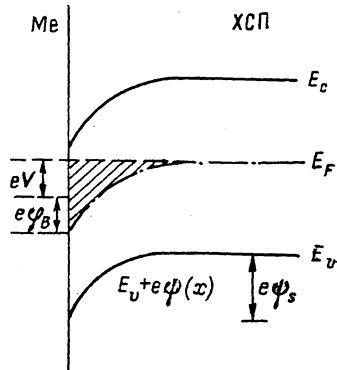


Рис. 5. Форма барьера Шоттки при обратном смещении.

Все ВФХ удовлетворительно спрямляются в шоттковских координатах (приведены данные для области отрицательных напряжений). Видно, что в случае выполнения условия квазистационарности (кривая 1) напряжение отсечки оказывается равным  $0.35 \pm 0.03$  В, т. е. имеет вполне разумную величину.

ВФХ, полученная при невыполнении условия квазистационарности (кривая 2), характеризуется напряжением отсечки  $\sim 3$  В, что существенно превышает возможный загиб зон.

## Обсуждение результатов

Результаты, полученные в данной работе при комнатной температуре и амплитуде периодически меняющегося с  $T=10^2-10^3$  с напряжения смещения, равной 10 В, качественно согласуются с данными, приведенными в [4, 5] для структуры Al(Au)—As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>—Al при повышенной температуре.

Прямолнейность ВФХ в шоттковских координатах (рис. 2, 4) свидетельствует о том, что на границе Al—As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> существует барьер типа Шоттки [4, 5], причем концентрация носителей заряда, образующих область обеднения, постоянна по координате [2]. В соответствии с [4, 5, 8] изменение емкости образца при положительном напряжении смещения определяется емкостью зависимостью барьера на верхней границе Me—ХСП, при отрицательном — на нижней границе (рис. 2, кривые 1—3). Из сравнения величин напряжений отсечки следует, что барьер у нижнего электрода больше, чем у верхнего, поэтому в первом приближении именно он определяет емкостные свойства образца.

Для объяснения наблюдаемой зависимости  $C$  от  $dV/dt$  используется модель барьера Шоттки, предложенная в [9] (рис. 5). Профиль барьера Шоттки описывается функцией  $e\psi(x)$ , которая на границе Me—ХСП становится равной  $e\psi_s = e\varphi_B + eV$ , где  $\varphi_B$  — исходная высота барьера, а  $V$  — приложенное напряжение обратного смещения. Дырки, термически генерируемые с уровней, лежащих над уровнем Ферми  $E_F$ , под действием поверхностного потенциала  $\psi$ , уходят из приконтактной области, образуя область обеднения с отрицательным зарядом  $Q$ . Емкость барьера в соответствии с [9]  $C = dQ/d\psi_s$ , т. е. определяется изменением заряда области обеднения при изменении поверхностного потенциала  $\psi_s$ .

Линейно нарастающее напряжение можно аппроксимировать ступенчатой функцией с высотой ступеньки  $\Delta V$  и длительностью  $\Delta t$ , где эти параметры связаны соотношением  $\Delta t \sim \Delta V/(dV/dt)$ . Таким образом, при фиксированном  $\Delta V$  треугольные напряжения с разными  $dV/dt$  будут различаться длительностью  $\Delta t$  ступенек напряжения. Вклад барьерной емкости начнет проявляться при  $\Delta t$ , равном или большем времени освобождения носителей с уровней, лежащих на глубине  $E_F$  (рис. 5). С уменьшением  $dV/dt$  (т. е. увеличением  $\Delta t$ ) будут успевать освобождаться носители с более глубоких локализованных состояний, т. е. будет расти вклад барьерной емкости, и, следовательно, измеряемая емкость будет увеличиваться (рис. 3, область II).

Характер зависимости  $C = f(dV/dt)$  на нарастающем участке кривой рис. 3 определяется функцией заполнения локализованных состояний и позволяет, в принципе, получить информацию о последней.

Глубина уровня, носители заряда с которого успевают откликнуться на изменение напряжения, описывается выражением

$$\Delta E = kT \ln(\Delta t/\tau), \quad (2)$$

где  $\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/kT)$  — время релаксации уровня глубиной  $\Delta E$ , подобное приведенному в [9].

При достижении  $\Delta t$ , равного времени освобождения с уровней, лежащих на глубине  $\Delta E_F + e\varphi_B$ , все носители заряда в приконтактной области успеют освободиться, следовательно, вклад барьерной емкости станет постоянным и зависимость емкости образца (при  $V^* = 0$  В) от  $dV/dt$  достигнет области насыщения (рис. 3, область III).

Таким образом, в настоящей работе оценена высота барьера на границе Al—As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и сделан вывод о том, что в области малых  $dV/dt$  емкость образца определяется емкостью барьера. Это открывает возможность на основании емкостных характеристик структур ХСП—металл определять параметры энергетического спектра локальных состояний ХСП.

Авторы приносят благодарность С. Д. Барановскому за участие в обсуждении полученных результатов.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 179 с.
- [2] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [3] Любин В. М., Майдзинский В. С. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 12. С. 3740—3742.
- [4] Simashkevich A. A., Shutov S. D. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 84. N 1. P. 343—352.
- [5] Симашкевич А. А., Шутов С. Д. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 16. С. 974—978.
- [6] Коломиец Б. Т., Любин В. М. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 2. С. 401—406.
- [7] Kunh M. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 6. P. 873—885.
- [8] Van Opdorp C., Kanerva H. K. J. // Sol. St. Electron. 1967. V. 13. N 3. P. 401—407.
- [9] Abram R. A., Doherty P. J. // Phil. Mag. B. 1982. V. 45. N 2. P. 167—176.

Ленинградский государственный  
педагогический институт им. А. И. Герцена

Получена 14.06.1988  
Принята к печати 28.11.1988

