

05.2;07;11;12

©1995

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО $\text{CuK}_\alpha$ ИЗЛУЧЕНИЯ

*В.Ф.Дворянкин, А.А.Кудряшов, Ю.Ш.Темиров,  
Л.Л.Буйлов, Г.А.Соколова, А.Е.Алексенко*

В настоящее время высокоомные поликристаллические алмазные пленки привлекают к себе внимание, поскольку они могут использоваться для создания различных радиационных детекторов [1]. Данная работа посвящена исследованию влияния рентгеновского  $\text{CuK}_\alpha$  излучения на электропроводность высокоомных поликристаллических алмазных пленок.

Высокоомные поликристаллические алмазные пленки выращивали на подложках  $\{100\}\text{Si}$  химическим осаждением из газовой фазы [2]. В настоящей работе исследовали алмазные пленки, имеющие толщину от 20 до 70 мкм. В качестве источника рентгеновского излучения использовали рентгеновскую трубку с медным анодом. Высокое напряжение  $U_p$  и анодный ток  $I_A$  изменялись в пределах  $28 \text{ кВ} \leq U_p \leq 56 \text{ кВ}$  и  $2 \text{ мА} \leq I_A \leq 12 \text{ мА}$  соответственно. Напряжение возбуждения характеристического рентгеновского излучения  $U_{ор}$  с длинами волн  $\lambda_{K_{\alpha_1}} = 1.54050 \text{ \AA}$  и  $\lambda_{K_{\alpha_2}} = 1.54433 \text{ \AA}$  равно 8.86 кВ (энергия кванта  $E_\nu$  рентгеновского  $\text{CuK}_\alpha$  излучения равняется 8048 эВ). Абсолютная интенсивность характеристического спектра возрастает с увеличением высокого напряжения пропорционально  $(U_p - U_{ор})^n$ , где  $n$  находится в пределах 1.5–2. Рентгеновский тормозной спектр, на который накладывается характеристический спектр, состоит из фотонов различных энергий. Минимальные длины волн тормозных спектров при 28 и 56 кВ равны соответственно 0.44 и 0.22  $\text{\AA}$ . Для напряжений  $U_p$ , лежащих в интервале  $28 \text{ кВ} \leq U_p \leq 56 \text{ кВ}$ , характеристический спектр наиболее резко выделяется на фоне тормозного спектра. В данной работе предполагается, что основной вклад в возбуждение неравновесных носителей тока в алмазной пленке под действием рентгеновского излучения вносит характеристический, а не тормозной спектр.

Для измерения электропроводности алмазной пленки на ее поверхность и на низкоомную подложку  $\{100\}\text{Si}$  наносили

электрические контакт и охранное кольцо из аквадага. Поскольку использовались структуры типа сэндвича, то расстояние между электрическими контактами равнялось толщине алмазной пленки. Электрическое сопротивление высокоомных поликристаллических алмазных пленок измеряли электрометром с входным сопротивлением  $\sim 10^{18}$  Ом при напряжениях смещения  $V_c$ : 0.1; 1; 10 и 100 В. Рентгеновское излучение насквозь проходило через алмазную пленку.

Для атома углерода коэффициент фотоэлектрического поглощения фотонов  $\tau$ , коэффициент рэлеевского рассеяния фотонов  $\sigma_{\text{ког}}$  и коэффициент комптоновского рассеяния фотонов  $\sigma_{\text{неког}}$  при  $E_\nu = 8000$  эВ имели следующие значения: 79.9; 4.19; 2.55 барн/атом соответственно. Полный коэффициент ослабления  $\mu$  равен 86.6 барн/атом. Коэффициент истинного поглощения рентгеновских квантов  $\mu_a$  (без учета их рассеяния) равен 79.9 барн/атом. Для перехода к массовому коэффициенту ослабления  $\frac{\mu}{\rho}$  см<sup>2</sup>/г ( $\rho$  — плотность материала) необходимо вышеприведенные коэффициенты разделить на 0.050140 барн/атом. Эти коэффициенты взяты из [3]. Из сравнения различных коэффициентов, характеризующих ослабление рентгеновского излучения в результате его взаимодействия с атомами углерода в алмазе, можно видеть, что основным процессом, в результате которого происходит превращение рентгеновских квантов в электроны, является фотоэффект. Коэффициент  $\tau$  можно [4] записать как  $\tau \approx 10^{-33} N Z^5 E_\nu^{-3/5}$  см<sup>-1</sup>. Этот коэффициент увеличивается с ростом атомного номера  $Z$  и уменьшается с увеличением энергии фотона  $E_\nu$ . При фотоэффекте  $\text{Cu}K_\alpha$  рентгеновский квант с энергией  $E_\nu = 8048$  эВ взаимодействует с атомом углерода и выбивает быстрый фотоэлектрон, который имеет кинетическую энергию  $E_\nu - E_b$ , где  $E_b$  — энергия связи электрона в атоме углерода. Оставшийся в возбужденном состоянии атом углерода переходит за очень короткий промежуток времени ( $\sim 10^{-12}$  с) снова в основное состояние, испуская при этом Оже-электрон. Энергия связи  $1s$ ,  $2s$  и  $2p$  электронов в свободном атоме углерода равны соответственно 288; 16.59 и 11.26 эВ [5]. Для атома углерода, связанного с углеродом независимо от гибридизации, величина  $E_b$  равна 285 эВ. Таким образом, в элементарном процессе взаимодействия рентгеновского кванта с атомом углерода рождаются быстрый и “медленный” электроны. Поведение фотоэлектронов и Оже-электронов в различных материалах без приложенного к образцу электрического поля в зависимости от их энергии рассмотрено в работах по исследованию вторичного электронного излучения из твердых тел под действием гамма-квантов [6].

Электронны, которые генерируются в процессе фотоэффекта, двигаются под действием электрического поля как свободные электроны, поскольку их энергия довольно велика и они не "чувствуют" периодического потенциала решетки. При потере энергии в результате ионизации или возбуждения атомов электронным ударом вторичные электроны начинают взаимодействовать с периодическим потенциалом решетки, и их поведение может быть описано в рамках зонной структуры. Основным процессом дальнейшего торможения электронов является примесная и внутрizonная ионизация [7]. В результате ударной ионизации в зоне проводимости электрон переходит в состояние с меньшей энергией. Освободившаяся при этом энергия может быть затрачена на переброс электрона из валентной зоны в зону проводимости, что приводит к генерации пар носителей тока. Аналогичная ударная ионизация может происходить в валентной зоне. Электрон в зоне проводимости или дырка в валентной зоне могут терять свою энергию также за счет возбуждения плазмонов и фотонов. Известно [8], что для алмаза энергия, необходимая для генерации одной пары носителей тока, равна  $\sim 13$  эВ.

На рис. 1 показана зависимость проводимости поликристаллической алмазной пленки  $\sigma$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$  при облучении ее рентгеновским излучением от величины высокого напряжения  $U_p$  при трех величинах анодного тока  $I_A$ : 2, 6 и 10 мА. Напряжение смещения  $V_c$  равнялось 10 В; темновая проводимость  $\sigma_0 = 2.60 \cdot 10^{-13}$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$  (обозначена цифрой 4).

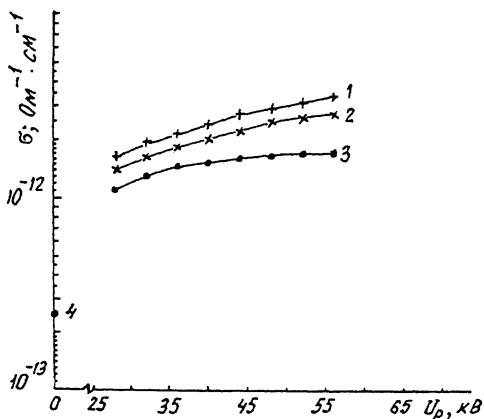


Рис. 1. Зависимость проводимости поликристаллической алмазной пленки  $\sigma$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$  от величины высокого напряжения  $U_p$  при следующих величинах анодного тока  $I_A$ : 1 — 2 мА; 2 — 6 мА; 3 — 10 мА. Темновая проводимость  $\sigma_0 = 2.60 \cdot 10^{-13}$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$  (обозначена цифрой 4). Напряжение смещения  $V_c = 10$  В.

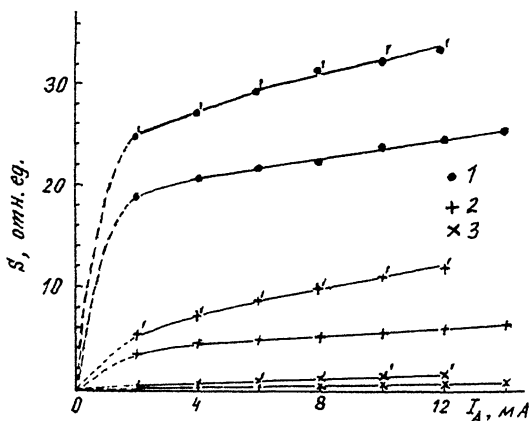


Рис. 2. Зависимость величины  $S$  от анодного тока  $I_A$  при двух значениях высокого напряжения  $U_p$ : 28 кВ (без штриха) и 48 кВ (со штрихом) и следующих значениях напряжения смещения  $V_c$ : 1 — 1 В; 2 — 10 В; 3 — 100 В.

димость  $\sigma_0 = 2.60 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Из рисунка видно, что проводимость  $\sigma$  увеличивается с ростом  $U_p$  и  $I_A$ . Исследованные высокоомные поликристаллические алмазные пленки, чувствительные к рентгеновскому  $\text{CuK}\alpha$  излучению, имели, как правило, зависимость  $\sigma(U_p)$  при разных значениях  $I_A$  и  $V_c = 10 \text{ В}$  такую же, как показана на рис. 1.

В первом приближении фотоэлектрическая активность высокоомных поликристаллических алмазных пленок может быть охарактеризована величиной  $S = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$ , где  $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 > 0$ . На рис. 2 приведена зависимость величины  $S$  от анодного тока  $I_A$  при двух значениях высокого напряжения  $U_p = 28 \text{ кВ}$  и  $U_p = 48 \text{ кВ}$  и при трех значениях напряжения смещения  $V_c$ : 1, 10 и 100 В. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 1 и 2, получены от одной и той же высокоомной поликристаллической алмазной пленки толщиной 21 мкм. Из рис. 2 видно, что величина  $S$  линейно зависит от  $I_A$ . При  $U_p = 48 \text{ кВ}$  величина  $S$  больше (при всех значениях  $I_A$  и  $V_c$ ), чем при  $U_p = 28 \text{ кВ}$ . При увеличении напряженности электрического поля в алмазной пленке от  $\sim 500$  до  $\sim 50.000 \text{ В/см}$  величина  $S$  уменьшается. На величину  $S$  могут оказывать влияние также свойства электрических контактов. Наличие в поликристаллической пленке межзерновых границ, дефектов и примесей может оказывать влияние на время жизни возбужденных электронно-дырочных пар и их рекомбинацию. Увеличение напряженности электрического поля в алмазной пленке может не только приводит к изменению кинетики рекомбинационных процессов, но

и изменять скорость генерации электронно-дырочных пар. Кроме того, рассеяние электронов на дефектах ограничивает подвижность свободных носителей тока. Детальное обсуждение вышеуказанных эффектов и их экспериментальное исследование выходят за рамки настоящей работы.

Таким образом, в данной работе показано, что высокоомные поликристаллические алмазные пленки обладают фотопроводимостью, возбуждаемой рентгеновским  $CuK_{\alpha}$  излучением. На основании наших экспериментальных результатов можно сделать вывод о возможности использования высокоомных поликристаллических алмазных пленок для создания детекторов потока рентгеновского излучения, причем эти приборы могут работать при низких напряжениях смещения.

### Список литературы

- [1] *Beetz C.P., Lincol B., Winn D.R., Segall K., Vasas M., Wall D.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1991. V. 38. N 1. P. 107-110.
- [2] *Буйлов Л.Л., Алексеенко А.В., Ботов А.А., Спицин Б.В.* // ДАН СССР. 1986. Т. 287. № 1. С. 888-891.
- [3] *Немец О.Ф., Гофман Ю.В.* Справочник по ядерной физике. Киев, 1975. 415 с.
- [4] *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. М., 1956. 491 с.
- [5] *Kingston A.E.* // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 86. P. 467-470.
- [6] *Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В.* Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. М., 1986. 166 с.
- [7] *Блекмор Дж.* Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [8] *Canali C., Gatti E., Kozlov S.F., Manfredi P.F., Manfredotti C., Nava F., Quirini A.* // Nucl. Instr. and Meth. 1979. V. 160. N 1. P. 73-76.

Институт радиотехники  
и электроники РАН  
Институт физической химии РАН  
Фрязино

Поступило в Редакцию  
13 января 1995 г.