

2. *Гороховатский Ю. А.* Электретный эффект в полярных частично-кристаллических полимерах / Ю. А. Гороховатский, Д. А. Рычков, Н. А. Чепурная и др. // *Материалы X Междунар. конфер. «Физика диэлектриков»*. СПб.: Изд-во РГПУ им. А. И. Герцена, 2004. С. 283–285.
3. *Плевачук В. Г.* Влияние заряда полимерного электрета на растекание жидкости / В. Г. Плевачук, И. М. Вертячих, В. А. Гольдаде, Л. С. Пинчук // *Высокомолек. соед.: Сер. А*. 1995. Т. 37. № 10. С. 1728–1731.
4. *Туркина Е. С.* О закономерностях активации полиэтиленовой пленки в электрическом разряде // *Высокомолекулярные соединения*. 1985. Т. (А) XXVI., № 3. С. 643–648.
5. *Хайдаров Г. Г., Хайдаров А. Г., Машек А. Ч., Майоров Е. Е.* Влияние температуры на поверхностное натяжение // *Вестник Санкт-Петербургского университета. Сер. 4; Физика, химия*. 2012. Вып. 1. С. 24.
6. *Johnson R., Dettre R.* in *Surface and Colloid Science*. Ed. E. Matijevic. 2 Ch.2 Wiley-Interscience, 1969.
7. *Kaelble D., Uy K.* // *J. Adhesion*. 1970. V. 2. P. 50.
8. *Owens D., Wendt R.* // *J. Appl. Polym. Sci.* 1969. V. 13. P. 1741.
9. *Yovcheva T.* Corona charging of synthetic polymer films. N. .: Nova Science Publishers Inc, 2010. 60 p.
10. *Yovcheva T., Avramova I., Mekishev G., Marinova T.S.* // *J. of Electrostatics*. 200.. V. 65. Issues 10–11. P. 667–671.

#### REFERENCES

1. *Galihanov M. F.* Issledovanie jelektretnyh svojstv sopolimera vinilhlorida s vinilacetatom / M. F. Galihanov, D. A. Ereemeev, R. Ja. Deberdeev // *Materialovedenie*. 2004. № 6. S. 18–20.
2. *Gorohovatskij Ju. A.* Elektretnyj effekt v poljarnyh chastichno-kristallichnyh polimerah / Ju. A. Gorohovatskij, D. A. Rychkov, N. A. Chepurnaja i dr. // *Materialy X Mezhdunar. konf. «Fizika dielektrikov»*. SPb.: Izd-vo RGPU im. A. I. Gertsena, 2004. S. 283–285.
3. *Plevachuk V. G.* Vlijanie zarjada polimernogo elektreta na rastekanie zhidkosti / V. G. Plevachuk, I. M. Vertjachih, V.A. Gol'dade, L. C. Pinchuk // *Vysokomolekul. soed.* 1995. Ser. A. T. 37. № 10. S. 1728–1731.
4. *Turkina E. S.* O zakonornostjah aktivatsii polietilenovoj plenki v elektricheskom razrjade / E. S. Turkina, E. D. Jahin // *Vysokomolekuljarnye soedinenija*. 1985. T. (A) XXVII. № 3. S. 643–648.
5. *Hajdarov G. G., Hajdarov A. G., Mashek A. Ch., Majorov E. E.* Vlijanie temperatury na poverhnostnoe natjazhenie // *Vestnik Sankt-Peterburgskogo universiteta. Serija 4 (“Fizika, himija”)*. 2012. Vyp. 1. C. 24.
6. *Johnson R., Dettre R.* In *Surface and Colloid Science*. Ed. E. Matijevic, 2. Ch.2. Wiley-Interscience, 1969.
7. *Kaelble D., Uy K.* // *J. Adhesion*. 1970. V. 2. P. 50.
8. *Owens D., Wendt R.* // *J. Appl. Polym. Sci.* 1969. V. 13. P. 1741.
9. *Yovcheva T.* Corona charging of synthetic polymer films. New York: Nova Science Publishers Inc, 2010. 60 p.
10. *Yovcheva T., Avramova I., Mekishev G., Marinova T. S.* // *J. of Electrostatics*. 2007. V. 65. Issues 10–11. P. 667–671.

**Ю. А. Гороховатский, Д. Д. Карамов, Ю. Ж. Мусралиева, А. Ф. Пономарев**

#### **ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ ЭЛЕКТРОАКТИВНОГО ПОЛИМЕРА НА ЕГО ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

Работа выполнена в рамках проекта ГЗП: «Исследование энергетического спектра электрически активных дефектов в пленках полиариленфталидов».

*Исследовались токи термостимулированной деполяризации (ТСД) в пленках полидифениленфталидов (ПДФ) толщиной от 10 мкм до 90 мкм. Заряджение пленок осуществлялось как в режиме «постоянного напряжения» (в поле отрицательного коронного разряда), так и в режиме «постоянной напряженности» (контактным методом в структуре с прижимными электродами). Показано, что наблюдаемые закономерности*

поведения пиков ТСД в пленке ПДФ можно объяснить, предполагая, что перенос носителей заряда в диэлектрической пленке происходит в условиях сильного перезахвата и блокирующих электродов. Установлено, что энергия активации центров захвата носителей заряда слабо увеличивается с ростом толщины пленки (от 0,62 эВ при  $L=30$  мкм до 0,69 эВ при  $L=90$  мкм), а эффективный частотный фактор центров захвата может при этом уменьшаться на порядок.

**Ключевые слова:** электроактивные полимеры, полидифениленфталид, релаксация заряда, полимерные пленки, блокирующие электроды, термостимулированные токи деполяризации.

*Yu. Gorokhovatsky, D. Karamov, Yu. Musralieva, A.Ponomarev*

### **Influence of Electroactive Polymer Film Thickness on Electrophysical Properties of Films**

*Thermally stimulated depolarization (TSD) currents were studied in the polydiphenylene-phthalide films with thickness from 10  $\mu\text{m}$  to 90  $\mu\text{m}$ . Charging of the films was carried out both in the "constant voltage" (in the negative corona discharge), and in the "constant field strength" (by contact method in the structure with intimate electrodes). It is shown that the observed TSD peaks behavior in the polydiphenylene-phthalide film can be explained by assuming that the charge carriers transport in a dielectric film is carried out in conditions of strong re-trapping and blocking electrodes. It is shown that the activation energy of the charge carriers trapping centers weakly increases with the film thickness (from 0.62 eV at  $L = 30 \mu\text{m}$  to 0.69 eV at  $L = 90 \mu\text{m}$ ) and an effective frequency factor of the trapping centers can consequently decrease by order.*

**Keywords:** electroactive polymers, polydiphenylene-phthalide, charge relaxation, polymer films, blocking electrodes, thermally stimulated depolarization currents.

Явления зарядовой неустойчивости, обнаруженные в некоторых электроактивных полимерах и приводящие к возникновению в них аномально высокой локальной проводимости, представляют большой теоретический и практический интерес. Однако до сих пор отсутствует общепризнанное представление о физическом механизме этого явления. Имеются сведения о том, что эти свойства могут изменяться с изменением толщины полимерной пленки [4], поэтому представляет интерес исследование спектра электронных состояний в партии электроактивных полимерных пленок, отличающихся по толщине. В качестве метода исследования спектра электронных состояний в электроактивных полимерах хорошо себя зарекомендовал метод токов термостимулированной деполяризации (ТСД) [5]. Целью данной работы явилось изучение токов термостимулированной деполяризации в пленках полидифениленфталида (ПДФ) различной толщины (от 10 мкм до 90 мкм) для получения информации о механизме электрической релаксации и параметрах электрически активных дефектов, а также выявление зависимости электрофизических свойств полимерных пленок от их толщины.

Объектом исследования являлся несопряженный полимер из класса полиариленфталидов — полидифениленфталид (ПДФ) [6]. В пленках полиариленфталидов, как известно, может наблюдаться эффект «переключения» в результате внешнего воздействия [8]. Исследуемые образцы представляли собой полимерные пленки разной толщины, изготовленные методом полива [3]. В данной работе исследовались сравнительно толстые пленки толщиной от 10 мкм до 90 мкм.

Исследование проводилось методом термостимулированной деполяризации (ТСД). Измерение токов ТСД осуществлялось на установке TSC-II (Setaram, Франция), позволяю-

щей проводить измерения токов в гелиевой атмосфере при различных наперед заданных температурных режимах. Исследование образцов методом термостимулированной деполяризации проводилось двумя способами. В первом случае свободные пленки заряжались в поле коронного разряда (потенциал коротрона поддерживался постоянным) при комнатной температуре и затем снималась температурная зависимость тока в режиме линейного нагревания в структуре с прижимными электродами. Пленки электретирировались в отрицательном коронном разряде, поскольку, как было показано в работе [2], именно при отрицательном коронном разряде происходит инжекция электронов в пленки, как и в случае с прижимными электродами. Во втором случае образцы заряжались контактным способом в структуре с прижимными электродами (напряженность электрического поля поддерживалась постоянной) при комнатной температуре и с последующим охлаждением образца с приложенным полем, после чего поле снималось и проводилось измерение тока короткого замыкания в режиме линейного нагревания. Первый способ условно назовем «способом постоянного напряжения», а второй — «способом постоянной напряженности».

На рис. 1 представлены спектры токов ТСД для пленок ПДФ различной толщины, предварительно заряженных в поле отрицательного коронного разряда в течение 5 мин при комнатной температуре (способ постоянного напряжения).

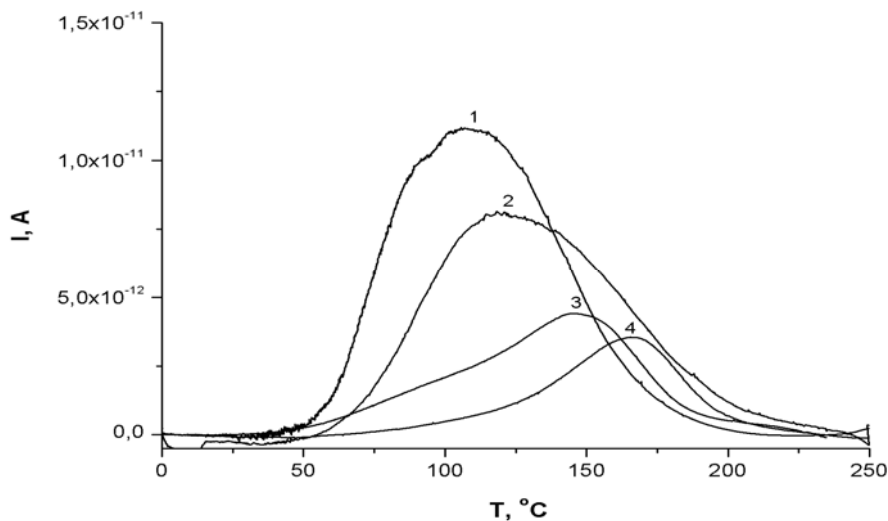


Рис.1. Температурная зависимость тока термостимулированной деполяризации для пленок ПДФ различной толщины (10 мкм, 30 мкм, 60 мкм и 90 мкм, обозначенных соответственно 1, 2, 3 и 4), скорость нагрева — 10 °C/мин

Наблюдается уменьшение величины пиков и значительное смещение пиков ТСД в область больших температур по мере увеличения толщины полимерной пленки. Как известно [1], амплитуда пиков тока термостимулированной деполяризации пропорциональна концентрации носителей заряда, захваченных на ловушки при зарядении диэлектрика.

Так как величина заряда прямо пропорциональна напряжению приложенного поля и емкости образца, при зарядении образцов различной толщины в коронном разряде (при условии, что потенциал коротрона поддерживался постоянным) величина концентрации носителей заряда, захватываемых на ловушки,  $n_0$  должна быть обратно пропорциональной толщине полимерной пленки ( $n \sim \frac{1}{L}$ ). Температурная зависимость силы тока ТСД, как известно [1], описывается выражением

$$I(T) = A\omega_e n_0 \exp\left[-\frac{W}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_e}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT'\right], \quad (1)$$

где  $A$  — размерный коэффициент;  $W$  — энергия активации центров захвата носителей заряда;  $\omega_e = \omega_0$  — в случае слабого перезахвата ( $\tau_f < \tau_t$ );  $\omega_e = \omega_0 \frac{\tau_t}{\tau_f}$  — в случае сильного перезахвата  $\tau_t < \tau_f$ ;  $\omega_0$  — частотный фактор центров захвата;  $\tau_t$  — время повторного захвата носителей заряда на ловушки;  $\tau_f$  — время «пролета» носителей заряда, которое может зависеть от толщины диэлектрика, — скорость нагревания образца.

Исследуя зависимость (1) на экстремум, получаем уравнение, связывающее температурное положение максимума тока ТСД ( $T_m$ ) с параметрами центров захвата и условиями эксперимента

$$\frac{W}{kT_m^2} = \frac{\omega_e}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT_m}\right). \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что изменение температурного положения пиков тока ТСД у образцов различной толщины может быть связано либо с изменением энергетического спектра центров захвата (т. е. величины  $W$ ), либо с изменением эффективного частотного фактора  $\omega_e$ , если реализуется сильный перезахват носителей заряда, либо с изменением и того, и другого. Используя известное приближенное выражение для интеграла, фигурирующего в формуле (1)

$$\int_{T_0}^T \frac{\omega_e}{\beta} \exp\left(-\frac{W}{kT'}\right) dT' \approx \frac{\omega_e}{\beta} \cdot \frac{kT^2}{W} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (3)$$

которое справедливо при  $W \gg kT_m$  (что, как правило, реализуется на практике), из соотношений (1), (2) можно получить выражение для максимума тока ТСД

$$I_m = I(T_m) \approx A\omega_e n_0 \exp\left[-\frac{W}{kT_m} - 1\right], \quad (4)$$

которое, в свою очередь, преобразуется к виду

$$I_m \sim \frac{A W \beta}{e k T_m^2} n_0. \quad (5)$$

Наличие прямой связи между  $I_m$  и  $n_0$  (уже отмечавшееся в этой статье) и лежит в основе термоактивационной спектроскопии.

Используем соотношение (5) для определения влияющего фактора на положение пиков тока ТСД (либо  $W$ , либо  $\omega_e$ ). Предположим, что энергетический спектр центров захвата в исследуемых пленках слабо зависит от толщины пленок ( $W(L) = W(L_1)(1 - \alpha) + \alpha W \frac{L}{L_1}$ ,  $\alpha < 1$ , при  $\alpha = 0$ ,  $W = \text{const}$ ). В этом случае должно выполняться соотношение, которое проверяется экспериментально:

$$I_m T_m^2 = B \frac{1}{L} + C, \quad (6)$$

где  $B, C$  — некоторые коэффициенты ( $B \sim (1 - \alpha)$ ,  $C \sim \alpha$ ).

На рис. 2 приведены экспериментальные данные, которые в пределах погрешностей согласуются с предсказанной зависимостью. Таким образом, можно сделать вывод, что энергетический спектр центров захвата слабо изменяется с изменением толщины исследуемых пленок (в диапазоне толщин  $10\div 90$  мкм).

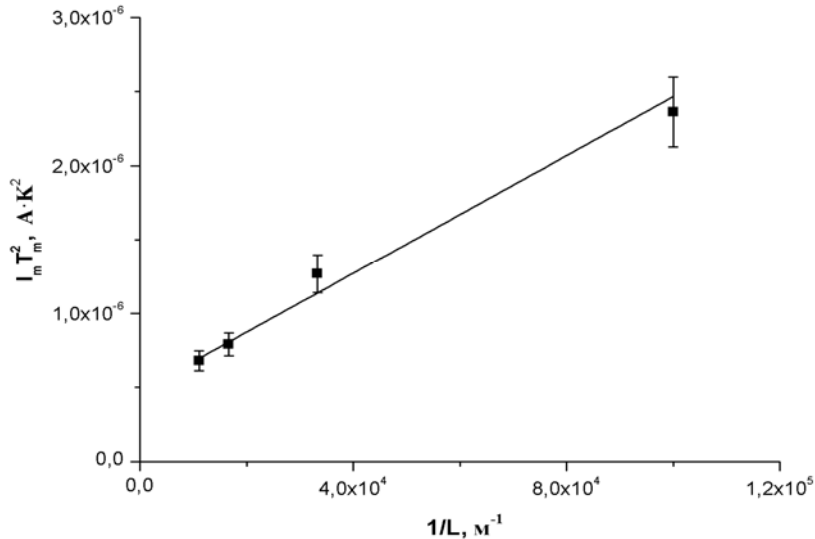


Рис. 3. Зависимость величины  $I_m T_m^2$  от обратного значения толщины пленки ПДФ

Из формулы (4) получаем соотношение

$$kT_m = \frac{W}{\ln\left(\frac{A\omega_e n_0}{eI_m}\right)}, \quad (7)$$

в котором безразмерная величина в скобках заведомо больше единицы. Анализ соотношения (7) показывает, что наблюдаемое экспериментально увеличение температуры максимума тока ТСД в исследуемых пленках по мере увеличения их толщины, в принципе, можно объяснить как увеличением энергии активации, так и уменьшением эффективного частотного фактора. Поскольку энергия активации, как было показано ранее, слабо зависит от толщин пленок, можно сделать предположение, что перенос носителей заряда в пленках происходит в условиях сильного перезахвата, а эффективный частотный фактор центров захвата с ростом толщины пленок уменьшается. Используя описанный в работе [1] подход для расчета времени «пролета» можно получить следующие выражения:  $\tau_f = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q\mu n_0}$  — ес-

ли электроды неблокирующие;  $\tau_f = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 L}{q\mu n_0 r}$  — если электроды блокирующие, где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость диэлектрика,  $\mu$  — подвижность носителей заряда,  $r$  — толщина области локализации объемного заряда в диэлектрике. Учитывая выражение для  $\omega_e$  и то, что  $n_0 \sim L$  (для способа постоянного напряжения), приходим к выводу, что  $\omega_e \sim \frac{1}{L}$  —

если электроды неблокирующие и  $\omega_e \sim \frac{1}{L^2}$  — если электроды блокирующие. Таким образом, обе версии (неблокирующие, блокирующие электроды) качественно не противоречат эксперименту. Чтобы отдать предпочтение одной из указанных моделей, проведем количественные оценки энергии активации центров захвата в исследуемых пленках, рассчитанные как стандартным способом (например, способом варьирования скорости нагревания [2]), так и способом варьирования толщины пленок, вытекающим из полученных выше соотношений. Способ нахождения энергии активации путем варьирования скорости нагревания [1] использует формулу

$$W = \frac{kT_{m1}T_{m2}}{(T_{m1} - T_{m2})} \ln \frac{\beta_2 T_{m1}^2}{\beta_1 T_{m2}^2}, \quad (8)$$

которая является прямым следствием выражения (2), записанного для двух скоростей нагревания.

На рис. 3 приведены кривые тока ТСД пленок ПДФ (толщиной 60 мкм), заряженных в отрицательном коронном разряде при двух скоростях нагревания. Энергия активации центров захвата, рассчитанная из экспериментальных данных по формуле (9), равна  $(0,65 \pm 0,02)$  эВ.

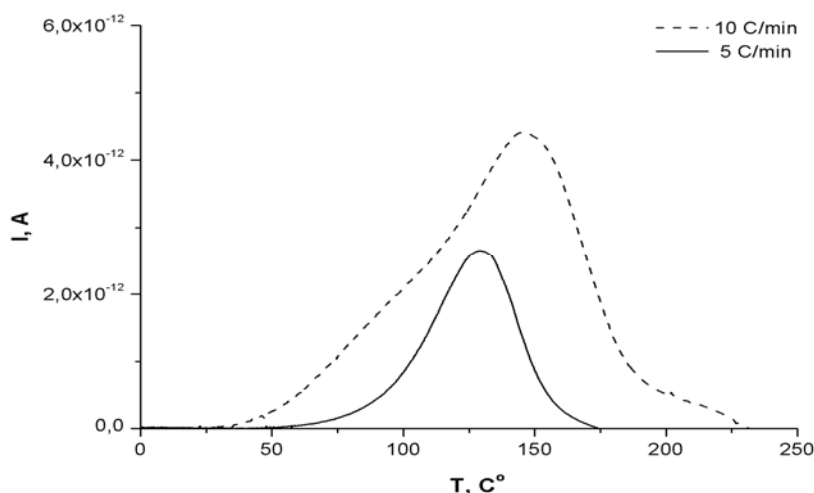


Рис. 3. Температурные зависимости тока термостимулированной деполяризации пленок ПДФ, обработанных в отрицательной короне, для двух скоростей нагрева (5 °C/мин и 10 °C/мин)

Следует отметить, что это значение энергии активации в пределах погрешностей измерения согласуется с ранее найденным значением энергии активации центров захвата в пленках ПДФ, обработанных в отрицательном коронном разряде, которые были получены методом термостимулированной релаксации поверхностного потенциала [2].

Используя формулу (2), записанную для пленок с двумя различными толщинами (а значит, и с различными эффективными частотными факторами), в предположении, что энергия активации центров захвата в этих пленках примерно одна и та же, получим следующее приближенное выражение для оценки энергии активации центров захвата:

$$W \cong \frac{kT_{m1}T_{m2}}{(T_{m1} - T_{m2})} \ln \frac{\omega_e T_{m1}^2}{\omega_e T_{m2}^2}. \quad (9)$$

Подставив в формулу (9) экспериментальные значения температурных положений максимумов токов ТСД и толщин пленок (30 мкм и 60 мкм), получим следующие значения:

$$W = (0,33 \pm 0,01) \text{ эВ (если считать, что } \omega_e \sim \frac{1}{L}, \text{ т. е. электроды неблокирующие),}$$

$$W = (0,67 \pm 0,03) \text{ эВ (если считать, что } \omega_e \sim \frac{1}{L^2}, \text{ т. е. электроды блокирующие).}$$

Сравнение количественных оценок энергии активации, полученных для разных гипотез, с ранее найденными значениями энергии, однозначно свидетельствует о том, что в исследуемых образцах релаксация инжектированного заряда осуществляется в условиях блокирующих электродов.

Во втором случае (способ постоянной напряженности) пленки заряжались в структуре с прижимными электродами при комнатной температуре и с одинаковым значением напряженности поляризующего поля ( $10^5$  В/м), а затем снималась температурная зависимость тока ТСД в режиме линейного нагрева (рис. 4). Напряженность поля в данном случае поддерживалась постоянной, а напряжение поляризующего поля изменялось в зависимости от толщины пленки.

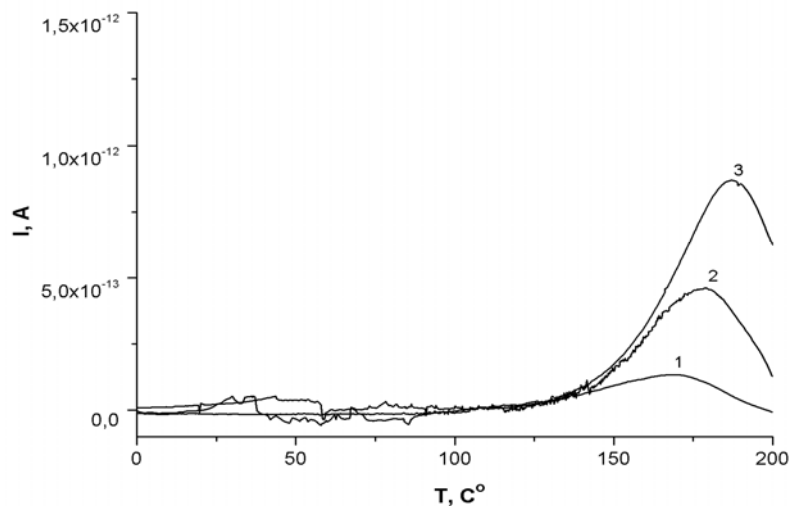


Рис. 4. Температурная зависимость тока ТСД от температуры для пленок ПДФ различной толщины (1–L = 30мкм, 2–L = 60мкм, 3–L = 90мкм), заряженных контактным способом в системе металл — полимер — металл

Согласно работе Б. Л. Тимана [7], в случае блокирующих электродов инжектированные в диэлектрик носители заряда будут, в конечном счете, накапливаться вблизи этого электрода, образуя область объемного заряда. Заряд, накапливаемый при этом в диэлектрике, прямо пропорционален приложенному напряжению, если, конечно, величина пика не зависит от времени поляризации, что и наблюдалось на опыте. В этом случае увеличение толщины диэлектрика L, а значит, и увеличение напряжения должно приводить к увеличению накопленного заряда, а следовательно, к увеличению амплитуды пика ТСД, что и наблюдается на зависимости, представленной на рис. 5.

Из кривых тока ТСД (рис. 4) видно, что с увеличением толщины, как и в предыдущем случае (при зарядении в короне), температурное положение пиков смещается в область более высоких температур, хотя диапазон изменения  $T_m$  в этом случае существенно уже.

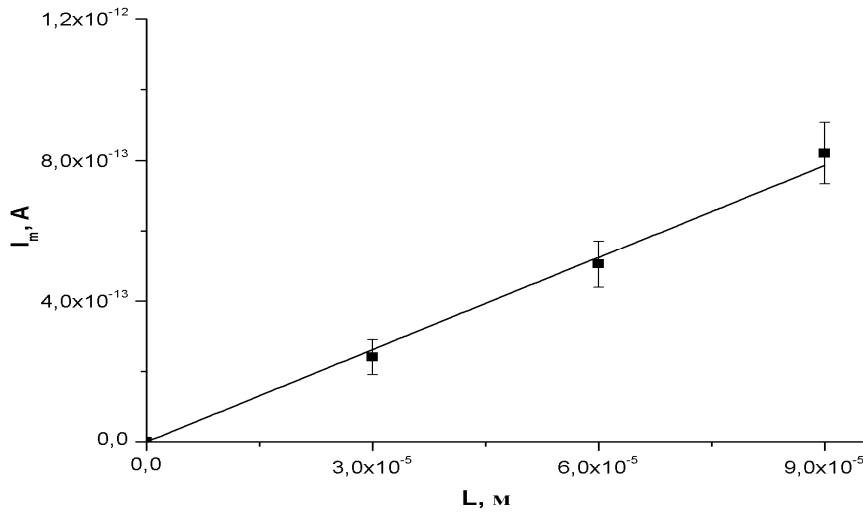


Рис. 5. Зависимость максимума тока ТСД от толщины пленок ПДФ, заряженных контактным способом

Для того чтобы объяснить наблюдаемое смещение температурного положения пиков тока ТСД при варьировании толщины пленок, рассмотрим, как могут изменяться эффективные частотные факторы центров захвата для различных моделей релаксации заряда. Поскольку при реализации способа постоянной напряженности  $n \sim L$ , времена «пролета» в модели неблокирующих электродов  $\tau_f \sim \frac{1}{L}$ , а в модели блокирующих электродов  $\tau_f = \text{const}$ ,

соответственно эффективный частотный фактор  $\omega_e \sim L$  (неблокирующие электроды) и  $\omega_e = \text{const}$  (блокирующие электроды). Поскольку увеличение эффективного частотного фактора с ростом толщины пленок должно было бы привести к смещению пиков ТСД в область меньших температур, а экспериментально наблюдается противоположная картина, то гипотезу о неблокирующих электродах отвергаем. Если же предположить, что, как и ранее, релаксация заряда происходит в условиях блокирующих электродов, то эффективный частотный фактор, оставаясь постоянным (при варьировании толщины пленок), не влияет на температурное положение пиков ТСД, а наблюдаемое на опыте смещение пиков ТСД с ростом  $L$  объясняется слабым увеличением энергии активации по мере увеличения  $L$ , которое было установлено ранее (способом постоянного напряжения). Из формулы (7) для

зависимости  $W(L) = W(L_1) \left[ (1 - \alpha) + \alpha \frac{L}{L_1} \right]$  с учетом того, что  $\omega_e = \text{const}$ ,  $n = L$ ,  $L_m = L$  полу-

чаем

$$kT_m(L) = kT_m(L_1) \left[ (1 - \alpha) + \alpha \frac{L}{L_1} \right]. \quad (10)$$

На рис. 6 приведена экспериментально наблюдаемая зависимость  $T_m(L)$ , которая согласуется с формулой (11) (при значении  $\alpha = (2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ ). Диапазон энергий активации центров захвата в исследуемых пленках — от 0,62 эВ до 0,69 эВ при изменении толщины пленок от 30 мкм до 90 мкм.



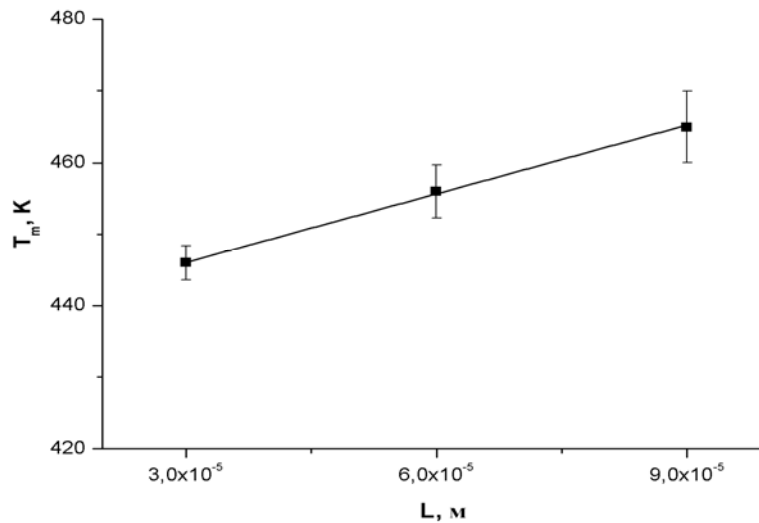


Рис. 6. Зависимость температурного положения пиков тока ТСД от толщины пленки ПДФ

### Вывод

Совокупность экспериментальных данных позволяет предположить, что в исследуемых пленках ПДФ в диапазоне толщин от 10 до 90 мкм энергия активации центров захвата для электронов слабо увеличивается с ростом толщины ( $W = (0,65 \pm 0,02)$  эВ). Показано, что релаксация заряда в исследуемых образцах происходит в условиях сильного перезахвата и блокирующих электродов. Наблюдаемое изменение амплитуды пиков тока термостимулированной деполяризации обусловлено условиями заряжения образцов (способ постоянного напряжения, способ постоянной напряженности), а изменение температурного положения пиков обусловлено изменением как энергии активации центров захвата, так и эффективного частотного фактора  $\omega_e$ . Результаты этой работы могут быть полезными для правильной интерпретации данных термоактивационной спектроскопии в серии образцов с разной толщиной диэлектрика.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гороховатский Ю. А., Бордовский Г. А. Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. М.: Наука, 1991. 248 с.
2. Гороховатский Ю. А., Мусралиева Ю. Ж., Карамов Д. Д. Исследование электрически активных дефектов в пленках полидифениленфталата (ПДФ) методами термоактивационной спектроскопии // Ученые записки Санкт-Петербургского им. В. Б. Бобкова филиала Российской таможенной академии. 2012. Т. 44. № 4. С. 202–212.
3. Козлов П. В., Брагинский Г. И. Химия и технология полимерных пленок. М.: Искусство, 1965. 624 с.
4. Лачинов А. Н., Воробьева Н. В. Электроника тонких слоев широкозонных полимеров // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 12. С. 1249–1266.
5. Лачинов А. Н., Мошелев А. В., Пономарев А. Ф. Термостимулированные токи в полигетероариленах (тонкие пленки). Бирск, 2011. 152 с.
6. Салазкин С. Н., Шапошникова В. В., Мачуленко Л. Н., Гилева Н. Г. и др. Синтез полиариленфталидов, перспективных в качестве “умных” полимеров // Высокомолекулярные соединения. 2008. Т. 50. № 3. С. 399–417.
7. Тиман Б. Л. Эстафетный механизм переноса заряда в системе металл — диэлектрик — металл при инжекции носителей // ФТП. 1973. Т. 7. № 2. С. 225–229.

8. Lachinov A. N., Zherebov A. Yu., Kornilov V. M. Influence of uniaxial pressure on conductivity of polydiphenylenphthalide // Synth. Metals. 1991. V. 44. P. 111–113.

## REFERENCES

1. Gorohovatskij Ju. A., Bordovskij G. A. Termoaktivatsionnaja tokovaja spektroskopija vysokoomnyh poluprovodnikov i dielektrikov. M.: Nauka, 1991. 248 s.
2. Gorohovatskij Ju. A., Musralieva Ju. Zh., Karamov D. D. Issledovanie elektricheski aktivnyh defektov v plenkah polidifenilfenftalida (PDF) metodami termoaktivatsionnoj spektroskopii // Uchenye zapiski Sankt-Peterburgskogo im. V. B. Bobkova filiala Rossijskoj tamozhennoj akademii. 2012. T. 44. № 4. S. 202–212.
3. Kozlov P. V., Braginskij G. I. Himija i tehnologija polimernyh plenok. M.: Isskusstvo, 1965. 624 s.
4. Lachinov A. N., Vorob'eva N. V. Elektronika tonkih sloev shirokozonnih polimerov // Uspehi fizicheskikh nauk. 2006. T. 176. № 12. S. 1249–1266.
5. Lachinov A. N., Moshelev A. V., Ponomarev A. F. Termostimulirovannye toki v poligeteroarilenah (tonkie plenki). Birska, 2011. 152 s.
6. Salazkin S. N., Shaposhnikova V. V., Machulenko L. N., Gileva N. G. I dr. Sintez poliarilenftalidov, perspektivnyh v kachestve “umnyh” polimerov // Vysokomolekuljarnye soedinenija. 2008. T. 50. № 3. S. 399–417.
7. Timan B. L. Estafetnyj mehanizm perenosa zarjada v sisteme metall—dielektrik—metall pri inzhekcii nositelej // FTP. 1973. T. 7. № 2. S. 225–229.
8. Lachinov A. N., Zherebov A. Yu., Kornilov V. M. Influence of uniaxial pressure on conductivity of polydiphenylenphthalide // Synth. Metals. 1991. V. 44. P. 111–113.

A. A. Калашников, И. И. Худякова

### ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ В ОБЛАСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМОНОВ И МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

*В работе представлены результаты экспериментального исследования спектральных зависимостей коэффициента отражения кристаллов твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ , содержащих 0, 10, 25, 40, 50, 60, 65, 70, 80, 90, 99,5 и 100 мол. %  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  в твердом растворе. Измерения проводились в поляризованном и неполяризованном длинноволновом инфракрасном излучении в диапазоне температур от 80 до 300 К. Исследования спектральной зависимости коэффициента отражения при различных ориентациях вектора напряженности электрического поля электромагнитного излучения указывают на возможное влияние дополнительной группы носителей заряда в валентной зоне. Этот вывод подтверждается данными температурных измерений плазменного отражения. Изучение закономерностей изменения плазменных частот с температурой открывает возможность исследования процесса перераспределения носителей заряда между неэквивалентными экстремумами валентной зоны.*

**Ключевые слова:** спектр отражения, край фундаментального поглощения, плазменная частота.

A. Kalashnikov, I. Khudyakova

### Plasma Reflection Spectra of Solid Solution Crystals $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ in the Infrared Region

*The paper presents the results of an experimental study of the spectral dependence of the reflection coefficient of solid solutions  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ , containing 0, 10, 25, 40, 50, 60, 65, 70, 80, 90, 99.5 and 100 mol. %  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  solid solution. The measurements were taken in polarized and non-polarized long wavelength infrared radiation in the range of 80 to 300 K. The study of the spectral dependence of the reflection coefficient at different orientations of the electric field*