

УДК 541.64:537 (226+212)

**ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

Б. И. Сажин, В. П. Шуваев, В. С. Скурихина

Для многих низкомолекулярных [1, 2] и высокомолекулярных [3—10] диэлектриков наблюдается неомическая вольт-амперная характеристика в интервале полей от 10^3 до 10^6 в/см, т. е. с ростом напряженности электрического поля плотность электрического тока j увеличивается более резко, чем по закону Ома.

В общем случае неомическая проводимость таких материалов может быть обусловлена различными причинами, и в частности: а) явлением поляризации, вызванным неравномерным распределением свободных зарядов по толщине образца или ориентацией полярных групп, б) эмиссией электронов с катода или генерацией их внутри образца под действием высокого электрического поля, в) инжекцией ионов в объеме образца с границы раздела металл — диэлектрик за счет электролитических примесей, имеющихся на поверхности электродов и исследуемого материала, г) увеличением подвижности носителей заряда с ростом напряженности электрического поля, и наконец, д) дополнительной диссоциацией слабосвязанных ионных пар под действием высокого электрического поля.

Таким образом, зависимость истинной электропроводности σ_i от E может определяться влиянием электрического поля как на подвижность μ носителей заряда, так и на их концентрацию n , т. е.

$$\sigma_i = \sum_i q_i n_i(E) \mu_i(E), \quad (1)$$

где q — заряд носителя, i — суммирование по всем типам носителей заряда.

Для полимерных материалов указанные выше причины неомической электропроводности практически не исследованы. В литературе почти нет данных о влиянии на σ ионных или электронных инжекционных токов, электродвижущей силы (ЭДС) поляризации, толщины образца L .

В работе [9] приведены неоднозначные данные о влиянии толщины полиэтиленов на их электропроводность. Нет также сведений о подвижности ионов и распределении электрического потенциала по толщине образца. Все это существенно затрудняет выяснение особенностей и механизма электропроводности полимерных диэлектриков в области высоких полей. Поэтому целью настоящей работы было получение прямых экспериментальных данных о влиянии напряженности поля и толщины образца на σ , σ_i , P и μ (P — ЭДС высоковольтной поляризации), изучение распределения потенциала в образце, а также выяснение влияния ионных ин-

жекционных токов на характер вольт-амперной характеристики. Полученные данные используются для выяснения преобладающих причин неомической проводимости таких полимерных диэлектриков как полиэтилен (ПЭ), полипропилен (ПП), полистирол (ПС), поливинилформаль (ПВФ) и политрифторметилен (Ф-3).

Образцы и методика измерений

Для исследования использовали пленки толщиной 20—110 мк, полученные путем экструзии или прессования расплава полимера. При измерениях электропроводности в качестве электродов применяли алюминий, нанесенный на поверхность пленок вакуумным распылением.

Методика измерения σ при различных напряженостях электрического поля описана в работе [14]. Вольт-амперную характеристику снимали, начиная с низких значений Е. При каждой последующей подаче напряжения образец тщательно разряжался. Среднеквадратичная ошибка измерений электропроводности с учетом разброса значений σ для различных образцов не превышала ±10%. Измерение ЭДС поляризации и распределения потенциала по толщине образца проводили с помощью струнного электрометра. ЭДС поляризации определяли для пленок ПВФ толщиной 10⁴ мк при 117° по методу Берана—Квиттнера [12]. Использовали установившиеся значения ЭДС поляризации. Погрешность измерения Р не превышала 10—15%. Измерения распределения потенциала проводили для образцов бутадиенитрильного каучука (СКН-26) и сополимера тетрафторэтилена с фторвинилиденом (1 : 4) толщиной ~1 см и диаметром 2,5 см при 20°. Выбор указанных материалов был обусловлен требованием сравнительно невысокого сопротивления образцов (~10¹⁴ Ω), поскольку сопротивление утечки собранной измерительной схемы составляло примерно 10¹⁵ Ω. В образец были вмонтированы стальные иглы, позволяющие определять потенциал в различных точках. Иглы поочередно присоединяли к нити струнного электрометра, который заряжался до потенциала зонда. Погрешность измерения не превышала 3—5%.

Экспериментальные данные и их обсуждение

На рис. 1 приведены данные о распределении потенциала в образцах резины на основе каучука СКН-26 (кривая 1) и сополимера тетрафторэтилена с фторвинилиденом (1 : 4) (кривая 2) при 20°. Видно, что рас-

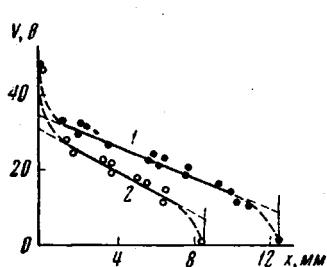


Рис. 1

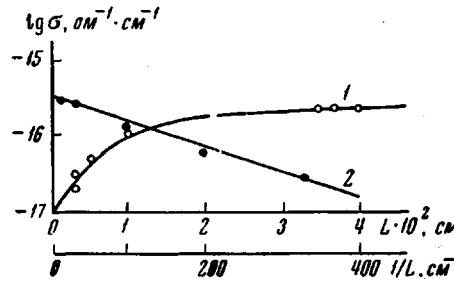


Рис. 2

Рис. 1. Распределение потенциала в образцах резины на основе каучука СКН-26 (1) и сополимера тетрафторэтилена с фторвинилиденом (2) при 20°, x — расстояние от анода

Рис. 2. Зависимость логарифма электропроводности пленок ПЭНД от L (1) и 1/L (2) при 20°, E = 2 · 10³ в/см, 360 сек.

пределение потенциала в обоих образцах имеет нелинейный характер. Увеличение градиента потенциала в приэлектродных областях свидетельствует о накоплении положительного и отрицательного зарядов соответственно у катода и анода. Теория [13] позволяет оценить подвижность носителей заряда по экспериментальной кривой распределения потенциала. Расчет, выполненный нами согласно этой теории, дал значение μ порядка 10⁻⁴ и 10⁻⁶ см²/в·сек для СКН-26 и сополимера соответственно. Оценка значений подвижности ионов, согласно выражению Нернста —

Эйнштейна [3], по величинам коэффициентов диффузии низкомолекулярных веществ в полимерах и непосредственное определение μ (см. ниже) показывает, что расчет, согласно теории [13], приводит к завышенным в $10^2 - 10^6$ раз величинам подвижности. Это свидетельствует о неприменимости к исследованным нами диэлектрикам предположений, сделанных в [13], о беспрепятственной передаче зарядов ионами на электрод, о равенстве концентраций и подвижностей положительных и отрицательных ионов в образце и др.

Как видно из рис. 2 (кривая 1), эффективная электропроводность монотонно возрастает с увеличением толщины пленок, стремясь к постоянному значению. Такое влияние L на σ можно объяснить, если считать, что возникающая ЭДС поляризации в основном обусловлена накоплением ионов в приэлектродных областях. В этом случае зависимость P от времени τ выдержки образца под напряжением можно [1] в первом приближении представить в виде

$$\frac{P}{P_n} = 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_p}\right), \quad (2)$$

где τ_p — время релаксации ионов данного типа, а P_n — установившееся значение ЭДС поляризации. В общем случае должен иметься спектр значений τ_p , например, из-за наличия в полимерах различных типов ионов. Если величина τ_p равна времени прохождения τ_n ионами половины толщины образца, т. е.

$$\tau_p = \tau_n = \frac{L^2}{4\mu V} \quad (3)$$

(где V — приложенное напряжение), то вместо (2) можно написать

$$\frac{P}{P_n} = 1 - \exp\left(-\frac{4\mu V}{L^2} \tau\right) \quad (4)$$

Учитывая, что

$$\sigma = \sigma_n \left(1 - \frac{P}{V}\right), \quad (5)$$

получим для σ

$$\frac{\sigma}{\sigma_n} = 1 - \frac{P_n}{V} \left[1 - \exp\left(-\frac{4\mu V}{L^2} \tau\right)\right] \quad (6)$$

Поскольку [1—3] при малых электрических полях $\frac{P_n}{V} \cong 1$, вместо (6) можно написать

$$\sigma = \sigma_n \exp\left(-\frac{4\mu V}{L^2} \tau\right) \quad (7)$$

или

$$\sigma = \sigma_n \exp\left(-\frac{4\mu E}{L} \tau\right) \quad (8)$$

Из последнего выражения следует, что при постоянном значении E и фиксированном времени τ эффективная электропроводность должна возрастать с увеличением L .

По углу наклона зависимости $\lg \sigma - \frac{1}{L}$ можно оценить среднее (эффективное) значение подвижности ионов, ответственных за образование в образце ЭДС поляризации, а отрезок на оси $\lg \sigma$ при $1/L = 0$ характеризует $\sigma_{\text{и}}$. При достаточно больших L , когда $\frac{L^2}{4\mu V} \gg \tau$, зависимость σ от L должна резко ослабляться и значение σ будет стремиться к $\sigma_{\text{и}}$. Действительно, представленные на рис. 2 экспериментальные данные качественно согласуются с выражением (8). Кроме того (кривая 2), зависимость $\lg \sigma$ от $1/L$ имеет линейный характер. По углу наклона прямой, согласно (8), было рассчитано значение μ , которое оказалось равным $1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$. По порядку величины это соответствует данным по коэффициентам диффузии D малых частиц в полимерных материалах. Величина D таких низкомолекулярных веществ, как метиленхлорид и метилэтилкетон соответственно в ПЭ [14] и ПС [15], при 20° составляет примерно $1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{сек}$. Значения μ , рассчитанные по формуле Нернста — Эйнштейна ($\mu/D = q/kT$), получаются в этом случае порядка $5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$.

Таким образом, измерения эффективной электропроводности образцов различной толщины позволяют оценить порядок значений эффективной подвижности ионов, образующихся при диссоциации электролитических примесей, всегда имеющихся в том или ином количестве в полимерных материалах. Вместе с тем следует отметить, что этот метод не является прямым, а расчетная формула получена с учетом упрощающих предположений. Наблюдаемая экспериментально зависимость σ от L не может быть объяснена предположением о наличии эмиссии электронов с катода, так как в этом случае теория [16] дает зависимость $\sigma \sim 1/L$, т. е. с ростом L значение σ должно уменьшаться, что противоречит экспериментальным данным.

Авторы работ [9, 17], в которых исследовалась электропроводность ПЭ высокого (ПЭВД) и низкого (ПЭНД) давления, полиэтилентерефталата и политетрафторэтилена, отмечают также, что неомический характер проводимости указанных материалов и зависимость σ от L не могут получить удовлетворительного объяснения лишь с помощью представлений об электронном механизме электропроводности исследованных полимеров без учета объемных зарядов.

Из выражения (6) видно, что эффективная электропроводность должна зависеть от величины приложенного напряжения. Для больших значений V и τ и малых толщин выражение (6) сводится к

$$\sigma = \sigma_{\text{и}} \left(1 - \frac{P_{\text{и}}}{V} \right), \quad (9)$$

из которого при нелинейной зависимости P от V следует, что с увеличением V эффективная электропроводность должна возрастать до тех пор, пока не будет выполняться условие $P_{\text{и}}/V \ll 1$.

На рис. 3 приведена зависимость логарифма эффективной электропроводности (т. е. без учета P) пленок ПЭВД толщиной 30 мк от напряженности электрического поля в интервале от $1 \cdot 10^4$ до $1,2 \cdot 10^6 \text{ в/см}$ при 20 и 106° при различных временах выдержки τ под напряжением. Видно, что

Значения $P_{\text{и}}$ для ПВФ ($L = 104 \text{ мк}$)
при 117° и ПЭВД при 106° в зависимости
от приложенного напряжения

$V, \text{ в}$	$P_{\text{и}}, \text{ в}$	$\frac{P_{\text{и}}}{V}, \%$	$V, \text{ в}$	$P_{\text{и}}, \text{ в}$	$\frac{P_{\text{и}}}{V}, \%$
ПВФ					
0,9	0,75	83	61	59	97
4,7	3,0	65	400	360	90
48	22	46	600	500	83
97	34	35	1800	950	53
287	80	28	3000	850	28
			4000	700	17
ПЭВД					

для остаточного тока (кривая 1, $\tau = 3600$ сек.) эффект отклонения от закона Ома составляет более чем два порядка. При этом наиболее резкое возрастание наблюдается в области полей до $8 \cdot 10^5$ в/см. При дальнейшем увеличении E величина электропроводности изменяется незначительно. Аналогичные данные по остаточной электропроводности были получены и для других полимеров (рис. 4). Следует отметить, что подобного рода зависимость σ от E наблюдалась и для ряда низкомолекулярных диэлектриков [11, 18].

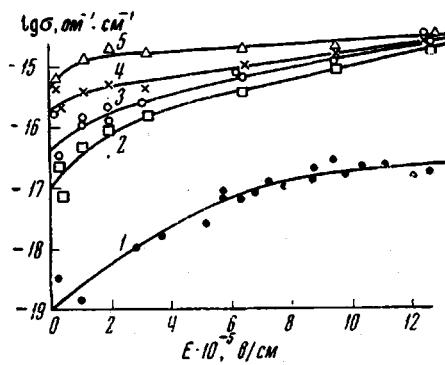


Рис. 3

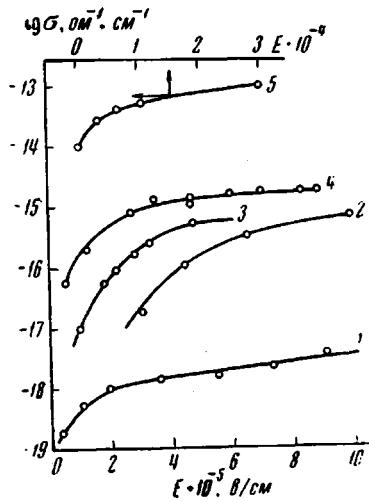


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость эффективной электропроводности ПЭВД ($L = 30 \mu\text{м}$) при 20° (1) и 106° (2–5) от напряженности электрического поля: 1 – 3600, 2 – 1800, 3 – 300, 4 – 100 и 5 – 40 сек.

Рис. 4. Зависимость от напряженности электрического поля эффективной электропроводности, рассчитанной по остаточному току, пленок ПС ($L = 33 \mu\text{м}$) при 80° (1), ПП ($L = 24 \mu\text{м}$) 75° (2), ПЭНД ($L = 80 \mu\text{м}$) 110° (3), Ф-3 ($L = 57 \mu\text{м}$) 130° (4) и ПВФ ($L = 104 \mu\text{м}$) 117° (5)

Характерно, что с уменьшением τ зависимость σ от E (рис. 3) ослабляется и практически исчезает при $\tau = 40$ сек. в области полей от $1 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^6$ в/см, т. е. при малых временах выдержки образца под напряжением заметного отклонения от закона Ома не наблюдается, так же как в работе [19] при исследовании электропроводности ряда полимерных диэлектриков. Это позволяет предположить, что существенное влияние на характер вольт-амперной характеристики исследованных полимеров оказывают длительные обратимые поляризационные процессы, наличие которых обнаруживалось нами по медленно спадающим разрядным токам. В связи с этим представлялось интересным рассчитать значения истинной электропроводности σ_i по формуле (9).

В таблице приведены значения установившейся ЭДС поляризации, измеренные нами для ПВФ при 117° , и для ПЭВД при 106° , полученные в работе [20].

Значения σ_i , рассчитанные с учетом P , представлены на рис. 5, а. Видно, что в отличие от эффективной электропроводности σ_e ПВФ (кривая 2) остается постоянной в интервале полей от $1 \cdot 10^2$ до $3 \cdot 10^4$ в/см, а истинная электропроводность ПЭВД (кривая 1, I) возрастает всего лишь в 3–4 раза при увеличении E от $2 \cdot 10^4$ до $1,2 \cdot 10^6$ в/см. Характерно, что значения эффективной электропроводности, полученные для ПЭВД при времени выдержки образца под напряжением 40 сек. (рис. 5, а, кривая 1, II), практически совпадают с данными по σ_i .

Таким образом, существенного отклонения от закона Ома для истинной электропроводности, действительно характеризующей сквозную проводимость материала, для указанных полимеров в исследованном интервале полей (от 10^5 до 10^6 в/см) не наблюдается. Значительные отклонения от

закона Ома, наблюдавшиеся для эффективной электропроводности, в основном обусловлены нелинейной зависимостью $P - V$ для высоковольтной поляризации, а не эффектами Пуля — Френкеля, как это предполагается в работах [1, 6, 21, 22].

Наличие электролитических примесей на границе раздела металличе-

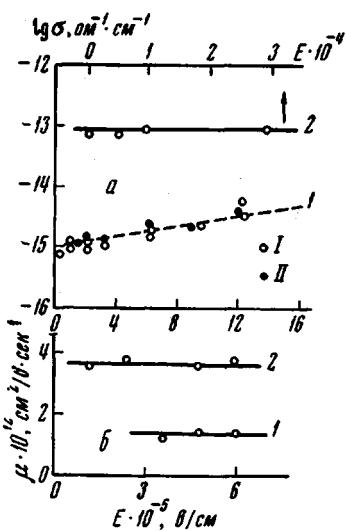


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость от напряженности электрического поля истинной электропроводности (а) пленок ПЭВД ($L = 30 \text{ мк}$) при 106° (1) и ПВФ ($L = 104 \text{ мк}$) при 117° (2) и подвижности (б) отрицательных (1) и положительных (2) ионов в пленке ПЭВД ($L = 23 \text{ мк}$) при 20° . I — истинная электропроводность; II — эффективная электропроводность при 40 сек. Пунктирная прямая рассчитана по формуле (17)

Рис. 6. Зависимость от напряженности электрического поля эффективной электропроводности пленок ПЭВД ($L = 30 \text{ мк}$), поверхность которых покрыта раствором электролита; 20° , время 3600 сек.

ский электрод — диэлектрик при достаточно высоких полях ($\sim 10^5$ в/см) может обусловить, как это показано нами в работах [23, 24], инжекцию ионов с границы раздела в объем образца. Поэтому нами были измерены значения σ пленок ПЭВД ($L = 30 \text{ мк}$), к одной из поверхностей которых алюминиевая фольга приклеивалась с помощью 10%-ного раствора кристаллогидрата азотнокислой меди в диоксане, на другую поверхность электрод наносился вакуумным распылением алюминия.

Из рис. 6 видно, что величина эффективной электропроводности в этом случае возрастает на четыре порядка при изменении E от $3 \cdot 10^4$ до $1 \cdot 10^6$ в/см. Следовательно, ионные инжекционные токи могут быть причиной неомической проводимости диэлектриков. Явление инжекции ионов наблюдалось также в работе [25] для пленок двуокиси кремния, поверхность которых смачивалась раствором солей щелочногалоидных металлов.

Для описания экспериментально наблюдавшейся зависимости электропроводности от напряженности электрического поля были предложены различные выражения как для ионной, так и электронной проводимости. К ним прежде всего следует отнести эмпирическое соотношение Пуля [26]

$$\sigma = \sigma_0 \exp(aE), \quad (10)$$

качественно удовлетворительно описывающее многие экспериментальные данные по эффективной электропроводности. Если отклонение от закона Ома обусловлено увеличением μ с ростом E , то в случае ионной электро-

проводности для σ_a имеем [1, 6, 7, 22]

$$\sigma_a = \sigma_0 \exp\left(\frac{q\delta}{2kT} E\right) \quad (11)$$

или

$$\sigma_a = \sigma_0' Sh\left(\frac{q\delta}{2kT} E\right), \quad (12)$$

где σ_0 и σ_0' — величины, не зависящие от E , δ — расстояние между двумя положениями равновесия иона. Пресновым и Гаманом [21] было предложено выражение

$$\sigma_a = \sigma_0 \exp\left(\frac{3q\delta}{2kT} E\right), \quad (13)$$

отличающееся от (11) только численным коэффициентом в показателе экспоненты. При выводе (13) предполагалось, что в области высоких полей изменяется не только подвижность ионов, но и их концентрация.

Определяя по углу наклона экспериментальной прямой $\lg \sigma - E$ величину параметра a , можно с помощью соотношений (11) и (13) определить значение длины свободного пробега иона. Для большинства исследованных материалов, включая полимерные диэлектрики [6, 7, 22, 27], полученные таким образом значения b составляют десятки и сотни ангстрем, т. е. значительно превышают размеры низкомолекулярных ионов. С одной стороны, это может быть обусловлено тем, что выражения (11) и (13), полученные для истинной электропроводности, используются, как правило, для интерпретации экспериментальных данных по эффективной электропроводности. С другой стороны, основное предположение в работах [1, 6, 7, 22], приводящее к выражениям (11) — (13), не выполняется для полимерных диэлектриков, так как значение μ практически не зависит от величины поля (рис. 5, б). Значения подвижности ионов, представленные на рис. 5, б, определились, согласно [24], методом инжекционных нестационарных токов. Следует отметить, что подвижность ионов остается постоянной и в случае диэлектрических жидкостей [28] в широком интервале полей (от 10^3 до 10^6 в/см).

Влияние E на σ_a можно попытаться объяснить, исходя из предположения, что под действием высокого электрического поля происходит дополнительная диссоциация слабо связанных ионных пар электролитических примесей при постоянной подвижности носителей заряда, т. е. имеет место явление, аналогичное эффекту Вина [29] в растворах электролитов. Для диэлектрических материалов, когда влиянием ионной атмосферы можно пренебречь, энергия диссоциации ионных пар в основном определяется [30] энергией кулоновского взаимодействия

$$W = \frac{q}{\epsilon r_0} \quad (14)$$

Тогда относительное изменение концентрации ионов можно представить следующим выражением:

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(\frac{2q^2 \Delta r}{\epsilon r_0^2 kT}\right), \quad (15)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала, $\Delta r = r - r_0$ — смещение иона в ионной паре под действием электрического поля относительно первоначального положения равновесия, когда $E = 0$, а расстояние между анионом и катионом равно r_0 . Если смещение Δr выразить [1] как функцию электрического поля в виде

$$\Delta r = \frac{\epsilon r_0^3 E}{4q}, \quad (16)$$

то, согласно (1) и (15), для относительного изменения электропроводности можно написать

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_0} = \exp \left(\frac{qr_0}{2kT} E \right) \quad (17)$$

При $r_0 = 5 \text{ \AA}$ [30], $E = 1 \cdot 10^6 \text{ в/см}$ и $q = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$ величина $\frac{1}{2}qr_0 E$ составляет $4 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$, что соизмеримо с энергией теплового движения (при 300° K $kT \approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$). Следовательно, в области полей $\sim 10^6 \text{ в/см}$, согласно (17), должно наблюдаться заметное увеличение σ_i с ростом напряженности электрического поля. Например, при $E = 5 \cdot 10^6 \text{ в/см}$ значение σ_i / σ_0 , рассчитанное по (17), составляет 150.

На рис. 5, а пунктирная прямая 1 рассчитана согласно формуле (17) с использованием указанных значений r_0 , q , T . Видно, что экспериментальные данные по σ_i , полученные для пленок ПВЭД при 20° , удовлетворительно согласуются с теоретически рассчитанной зависимостью. Следовательно, для описания неомической вольт-амперной характеристики в области полей $\sim 10^6 \text{ в/см}$ в случае истинной электропроводности может быть использовано соотношение (17). В этом случае отклонение σ_i от закона Ома является следствием дополнительной диссоциации слабо связанных ионных пар под действием высокого электрического поля. Вместе с тем следует иметь в виду, что при полях $\sim 10^6 \text{ в/см}$ возможна также эмиссия электронов из катода. В этом случае экспериментально наблюдаемый ток будет представлять собой суперпозицию ионного и электронного токов, вклад каждого из которых может быть оценен с помощью теории инжекционных токов [16] и соотношений типа (17), описывающих ионную проводимость диэлектриков в высоких полях.

Выражаем глубокую благодарность А. М. Лобанову за ценные советы при обсуждении работы.

Выводы

1. Исследовано влияние напряженности электрического поля в интервале от 10^2 до 10^6 в/см на электропроводность полиэтилена, полипропилена, полистирола, поливинилформалия, политрифторметилена.

2. Показано, что эффективная электропроводность значительно возрастает с увеличением напряженности электрического поля в области полей до $5 \cdot 10^5 \text{ в/см}$. Установлено, что неомическая проводимость в основном определяется наличием высоковольтной поляризации. Для истинной электропроводности закон Ома выполняется в широком интервале полей.

3. Установлено, что наличие электролитических примесей на поверхности исследуемых образцов приводит к возникновению ионных инжекционных токов, которые вызывают резкое отклонение вольт-амперной характеристики от закона Ома.

Научно-исследовательский институт
полимеризационных пластмасс

Поступила в редакцию
15 IX 1969

ЛИТЕРАТУРА

- Г. И. Скаинави, Физика диэлектриков (область слабых полей), изд-во Гостехтеориздат, 1949, стр. 311.
- Физика диэлектриков, под ред. А. Ф. Вальтера, ГТТИ, 1932, стр. 143.
- Б. И. Сажин, Электропроводность полимеров, изд-во «Химия», 1965, стр. 44.
- Н. В. Риль, Ж. физ. химии, 29, 959, 1955.
- R. J. Münich, J. Appl. Phys., 28, 1302, 1957.
- L. E. Amborski, J. Polymer Sci., 62, 331, 1962.
- A. R. Foss, W. Dannhauser, J. Appl. Polymer Sci., 7, 1919, 1963.
- M. Krzyszewski, A. Szymanski, Plaste und Kautschuk, 12, 642, 1965.
- G. Stetter, Kolloid-Z., 215, 112, 1967.
- A. C. Lilly, R. McDowell, J. Electrochem. Soc., 114, 207, 1967.
- Б. И. Сажин, В. С. Скурихина, Высокомолек. соед., Б9, 355, 1967.

12. O. Beran, F. Quitner, Z. phys., **64**, 760, 1930.
13. K. F. Herzfeld, Phys. Rev., **34**, 791, 1929.
14. A. Peterlin, J. L. Williams, V. Stannet, J. Polymer Sci., **A5**, 957, 1967.
15. Hisahiro Odahi, J. Polymer Sci., **A5**, 1189, 1967.
16. A. Manu, G. Rakavy, Phys. Rev., **126**, 1980, 1962.
17. A. C. Lilly, J. R. McDowell, J. Appl. Phys., **39**, 141, 1968.
18. A. M. Вендерович, В. И. Черных, Ж. техн. физики, **18**, 317, 1948.
19. J. H. Kallweit, Kolloid-Z., **188**, 97, 1963.
20. O. Dehoust, J. Handle, Kolloid-Z., **219**, 106, 1967.
21. B. A. Преснов, В. И. Гаман, Ж. техн. физики, **27**, 936, 1957.
22. R. E. Barker, C. R. Thomas, J. Appl. Phys., **35**, 3203, 1964.
23. Б. И. Сажин, В. П. Шуваев, Электрохимия, **2**, 831, 1966.
24. Б. И. Сажин, В. П. Шуваев, В. П. Будтов, Высокомолек. соед., **A12**, 2393, 1970.
25. S. R. Hofstein, Appl. Phys. Letters, **10**, 291, 1967.
26. H. H. Poole, Philos. Mag., **42**, 488, 1921.
27. R. J. Maurer, J. Chem. Phys., **9**, 579, 1941.
28. J. R. Birks, J. Hart, Progress in Dielectrics, v. 4, N. Y., 1962.
29. Б. В. Скорчеллetti, Теоретическая электрохимия, Госхимиздат, 1963, стр. 132.
30. А. М. Сухотин, Вопросы теории растворов электролитов в средах с низкой диэлектрической проницаемостью, Госхимиздат, 1959, стр. 22.

ELECTROCONDUCTIVITY OF POLYMERIC DIELECTRICS
IN DEPENDENCE ON STRAIN OF ELECTRICAL FIELD

B. I. Sazhin, V. P. Shuvaev, V. S. Skurikhina

Summary

Effects of strain of electrical field in the range 10^2 — 10^6 v/cm on electroconductivity of films from polyolefines and other polymers have been studied. The observed nonohmic conductivity is mainly due to high voltage polarization. Presence of electrolytic impurities on the film surface give rise to injection currents and thus to the sharp deviations from the Ohm's law.
