

УДК 541.64:537 (3+226)

ИОННЫЕ ИНЖЕКЦИОННЫЕ ТОКИ В ПОЛИМЕРНЫХ  
ДИЭЛЕКТРИКАХ*Б. И. Сажин, В. Н. Шуваев, В. П. Будтов*

Изучение инжекционных электронных токов в полупроводниках и диэлектриках позволяет на основе теории Мэни и Ракави [1, 2] определять такие важные характеристики, как подвижность носителей, концентрация ловушек и условия их заполнения.

Представляет интерес использовать измерения ионных инжекционных токов в диэлектриках для определения аналогичных характеристик для ионов. Для этого необходимо разработать методику инжекции ионов в диэлектрики и проверить применимость теории [1, 2] для описания ионных инжекционных токов. В данной работе это сделано на примере изучения ионных инжекционных токов в пленках полистилена низкой плотности. Отметим, что ионные инжекционные токи исследованы лишь в работе [3] для пленок двуокиси кремния. При этом не проводилось сколько-нибудь детального анализа особенностей такого рода инжекции и, в частности, не изучалось влияние напряженности и полярности приложенного электрического поля, а также таких параметров инжектирующего электрода, как диэлектрическая проницаемость и концентрация ионогена на величину и характер изменения инжекционных токов. В литературе отсутствуют какие-либо сведения по ионным инжекционным токам в полимерных материалах. Получение таких данных имеет важное значение для полимерных диэлектриков, электропроводность которых часто имеет ионный характер [4].

## Некоторые формулы и расчеты

**Условия инжекции ионов.** Для инжекции ионов в диэлектрик или полупроводник можно в качестве инжектирующего электрода использовать жидкий раствор электролита. Приложение достаточно высокого внешнего электрического поля в этом случае может привести к увеличению уровня инжекции, как это наблюдалось на границе раздела жидких диэлектриков и электролита [5]. Концентрация ионов  $n_0$ , инжектированных в объем образца, будет зависеть от работы перехода  $W$  иона из электролита в диэлектрик, заряда иона  $q$ , напряженности электрического поля  $E$ , температуры  $T$  и концентрации ионов  $N$  в растворе электролита

$$n_0 = N \exp \left( -\frac{W - \frac{1}{2}q\delta E}{kT} \right) \quad (1)$$

Здесь  $\delta$  — толщина «виртуального электрода», под которым понимают [1, 2] тонкий приэлектродный слой диэлектрика, насыщенный носителями заряда, которые под действием электрического поля могут инжектироваться в объем диэлектрика.

В первом приближении можно считать, что величина  $W$  определяется различием в значениях энергии кулоновского взаимодействия иона в диэлектрике и растворе электролита [6] и равна

$$W = \frac{q^2}{2r} \left( \frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2} \right) \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — диэлектрические проницаемости диэлектрика и раствора электролита соответственно,  $r$  — радиус иона. Величина  $N$  может быть определена экспери-

ментально из данных по электропроводности и подвижности ионов для раствора электролита.

Мэни и Ракави считают, что при контакте диэлектрика или полупроводника с металлом в объем образца в первый момент времени после подачи напряжения  $V$  практически мгновенно инжектируется заряд, равный заряду ёмкости образца  $Q$ . Тогда

$$n_0 = \frac{Q}{qL} = \frac{\epsilon_1 V}{qL^2}, \quad (3)$$

где  $L$  — толщина образца.

Для плотности начального тока  $j(0)$  электронной инжекции, величина которого устанавливается практически мгновенно, в этом случае согласно (3) получено [1, 2] следующее выражение:

$$j(0) = \frac{\epsilon_1 \mu V}{2L^3}, \quad (4)$$

где  $\mu$  — подвижность носителей заряда.

В случае инжекции ионов, подвижность которых должна быть на много порядков меньше  $\mu$  электронов и дырок [3, 5], для установления начального тока может потребоваться некоторое время  $t_n$ . Тогда при  $t = t_n$  для плотности начального тока ионной инжекции, согласно (1) и (2), можно написать

$$j(0) = q\mu N E \exp \left[ \frac{q^2}{2rkT} \left( \frac{1}{\epsilon_2} - \frac{1}{\epsilon_1} \right) + \frac{q\delta E}{2kT} \right] \quad (5)$$

Из (1) и (5) следует, что концентрация инжектированных ионов и значение плотности начального тока должны экспоненциально возрастать с увеличением напряженности электрического поля и с уменьшением разности  $(1/\epsilon_2 - 1/\epsilon_1)$ , т. е. для повышения уровня инжекции ионов в диэлектрики и полупроводники из растворов электролитов необходимо использовать растворы с минимально возможной диэлектрической проницаемостью, а также повышать величину  $E$ . К росту инжекционного тока, согласно (5), должно приводить также увеличение концентрации ионогена в растворе электролита. Однако этот путь менее эффективен, чем два вышеуказанных способа, так как в случае слабополярных растворителей концентрация ионов  $N$  возрастает пропорционально лишь корню квадратному из концентрации ионогена в растворе [6—8]. Кроме того, при этом будет возрастать  $\epsilon_2$ , что приведет к снижению уровня инжекции.

**Зависимость инжекционного тока от времени.** Зависимость плотности инжекционного тока от времени после подачи на образец постоянного электрического напряжения можно условно разбить на четыре участка: на первом ( $0 < t \leq t_n$ ) происходит установление начального тока; на втором ( $t_n \leq t \leq t_0$ ) плотность тока возрастает вследствие движения носителей заряда через образец до тех пор ( $t = t_0$ ), пока передний фронт носителей не достигнет противоположного электрода; на третьем ( $t_0 \leq t \leq t_c$ ) величина  $j$  уменьшается вследствие образования объемного заряда; четвертый участок ( $t > t_c$ ) представляет собой область стационарного состояния, в которой  $j$  сохраняет постоянное значение до тех пор, пока резервуар носителей заряда в области «виртуального электрода» не начнет истощаться.

Зависимости  $j$  от  $t$  для случая бесконечной плотности заряда в области «виртуального электрода» и  $t_n = 0$  были получены [1] Мэни и Ракави и имеют следующий вид:

$$\frac{j(\tau)}{j(0)} = \left( 1 - \frac{\tau}{2} \right)^{-2} \quad \text{при } 0 \leq \tau \leq \tau_n \quad (6)$$

$$\frac{j(\tau)}{j(0)} = \frac{1}{2} \left( 0,65 - \frac{1}{2} \ln \tau \right)^{-2} \cdot \tau^{-2} \quad \text{при } \tau_n \leq \tau \leq \tau_c \quad (7)$$

и для стационарного состояния

$$\frac{j(\tau)}{j(0)} = \frac{9}{8} \quad \text{при } \tau > \tau_c \quad (8)$$

Здесь  $j(0)$  определяется выражением [4], переменная  $\tau = \frac{t}{t_0}$ , а  $\tau_n = \frac{t_n}{t_0}$ . При этом  $t_n = 0,787 t_0$ , а  $t_0 = \frac{L^2}{\mu V}$  — время перехода носителями межэлектродного расстоя-

ния в случае отсутствия эффекта ограничения тока пространственным зарядом. Выражения (6)–(8) получены для случая идеального диэлектрика в пренебрежении диффузионным током и эффектом захвата носителей ловушками.

Случай, когда плотность заряда в области «виртуального электрода»  $\rho_0 = qn_0 L^2 / eV > 1$ , но имеет конечную величину, в работе [1] не рассматривается.

Для решения исходных уравнений работы [1], с учетом указанного условия для  $\rho_0$  можно использовать метод разложения по малому параметру [9]. В этом случае получается следующее выражение для плотности тока:

$$\frac{j(\tau)}{j(0)} = \left(1 - \frac{\tau}{2}\right)^{-2} - \exp(-\rho_0\tau) \quad \text{при } 0 < \tau \leq \tau_n \quad (9)$$

Экспериментально определяя величину  $\tau_n$ , рассчитывают подвижность носителей заряда по формуле

$$\mu = 0,787 \frac{L^2}{\tau_n V} \quad (10)$$

Из анализа выражения (9) следует, что с ростом  $\tau$  вначале ( $\tau < \tau_n$ ) наблюдается резкий рост плотности тока, который затем ( $\tau > \tau_n$ ) замедляется и в дальнейшем следует соотношению (6). Считая, что при  $\tau = \tau_n$  третья производная по времени выражения (9) равна нулю, получим

$$\rho_0 = \frac{1}{\tau_n} \ln \left( \sqrt{\frac{8}{3}} \cdot \rho_0^{3/2} \right) \quad (11)$$

Здесь  $\tau_n$  характеризует время установления начального тока, соответствующего  $j(0)$  в работе [1], в которой для случая инжекции электронов величина  $\tau_n$  принимается равной нулю.

### Экспериментальные данные и их обсуждение

Были исследованы ионные инжекционные токи в пленках полистирина низкой плотности (ПЭНП) различной толщины (от 23 до 75 мк), полученных методом экструзии. В качестве инжектирующего электрода использовали 10%-ный раствор кристаллогидрат азотнокислой меди  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$  в диоксане. Измерения производили при  $20 \pm 2^\circ$ . Конструкция измерительной ячейки показана на рис. 1. На одну сторону исследуемого образца вакуумным напылением наносили алюминий, на другую — каплю раствора электролита, площадь контакта которой с пленкой полистирина, составлявшей примерно  $0,12 \text{ см}^2$ , определяли с помощью отсчетного микроскопа типа МПБ-2 с ценой деления  $0,05 \text{ мм}$ .

Измерительная схема состояла из тераомметра типа ЕКб-7 и электронного самопищущего потенциометра типа ЭПП-09М, позволяющего производить автоматическую запись изменяющегося тока. В качестве источника постоянного напряжения использовали батарею с регулировкой напряжения от 135 до 1370 в. Собственную проводимость пленок определяли по остаточному току. Она составляла  $\sim 10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ . Для таких измерений поверхность образцов промывали последовательно этанолом и диоксаном. После сушки в термостате на образец с обеих сторон напыляли алюминиевые электроды.

На рис. 2 представлены диаграммы изменения инжекционного тока со временем для образца с  $L = 23 \text{ мк}$  для положительных носителей заряда при напряженности электрического поля  $1,2 \cdot 10^5 \text{ в/см}$  (кривая 1) и  $4,8 \cdot 10^5 \text{ в/см}$  (кривая 2), а также для отрицательных ионов при  $E = 4,8 \cdot 10^5 \text{ в/см}$  (кривая 3). Вид кривых  $j - t$  является характерным для переходных инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом [1—3]. Для положительных ионов, в отличие от отрицательных, на диаграммах имеется два характерных излома, один из которых, согласно (9), соответствует времени установления начального тока, другой — времени перехода носителями межэлектродного расстояния. По экспериментально определяемой величине  $t_n$  были рассчитаны по формуле (10) значения подвижности

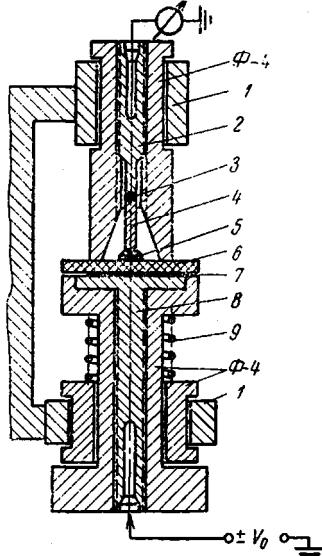


Рис. 1. Схема ячейки для измерения токов ионной инжекции:  
1 — стальня с крепежными латунными колышками, 2 и 8 — штепсельные выводы из латуни, 3 — место спая латуни и платины, 4 — платиновый стержень, 5 — капля раствора исследуемого электролита, 6 — исследуемый образец диэлектрика, 7 — напыленный алюминиевый электрод, 9 — стальная пружина

положительных и отрицательных ионов, которые оказались равными

$$\mu_+ = (3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-12} \text{ и } \mu_- = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$$

Если действительно имеет место инжекция носителей в объем образца, то, согласно (10), время перехода должно быть пропорциональным  $L^2$  и  $1/V$ . В связи с этим были измерены инжекционные токи при изменении толщины пленки от 23 до 75 мк и приложенного поля от 270 до 1370 в.

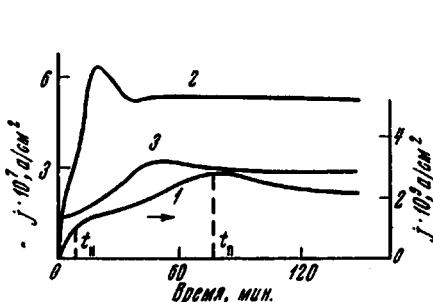


Рис. 2. Диаграммы изменения инжекционного тока со временем для ПЭНП с  $L = 23$  мк для положительных ионов при  $E = 1,2 \cdot 10^5$  (1) и  $4,8 \cdot 10^5$  в (2) и для отрицательных ионов при  $E = 4,8 \cdot 10^5$  в (3)

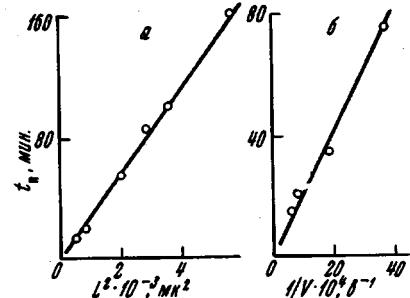


Рис. 3. Зависимость времени перехода положительных ионов от квадрата толщины образца (а) при  $V = 1110$  в и от  $1/V$  (б) для образца с  $L = 23$  мк при  $20 \pm 2^\circ$

Как видно из рис. 3, а и б, зависимость времени перехода от  $L^2$  (а) и  $1/V$  (б) имеет линейный характер. По углу наклона этих зависимостей было рассчитано значение численного множителя в формуле (10), которое оказалось равным  $0,8 \pm 0,1$ , что хорошо согласуется с его теоретическим значением (0,787), полученным [1] для инжекционных токов. Было иссле-

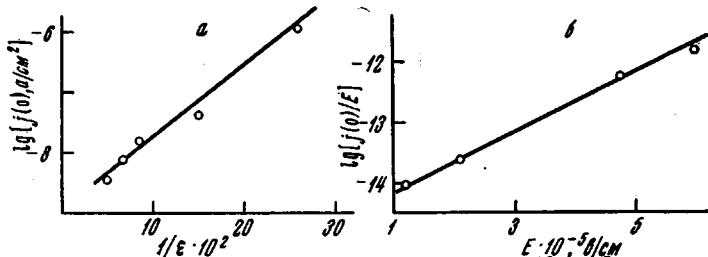


Рис. 4. Зависимость начального инжекционного тока от обратной величины диэлектрической проницаемости при 1100 в (а) и от напряженности электрического поля (б) для пленок толщиной 23 мк

довано также влияние диэлектрической проницаемости раствора электролита на величину инжекционного тока для положительных ионов при постоянном значении  $\epsilon_1$ , которое для ПЭНП при  $20^\circ$  равно 2,28 [10]. С этой целью в качестве растворителя для азотнокислой меди использовали смеси диоксана с водой, с содержанием последней от 0 до 100 %. Значения  $\epsilon_2$  для смеси диоксан — вода, содержащей 10 % азотнокислой меди, в зависимости от состава раствора приведены ниже.

Концентрация воды, вес. %	0	1,0	4,8	7,5	20	24	28	90
$\epsilon_2$ при $2 \cdot 10^3$ , вт	3,4	3,7	5,2	5,9	12	15	20	74

Как можно видеть из рис. 4, а, плотность начального тока, величину которого определяли по положению первого излома на кривой  $j - t$  ( $t = t_p$ ).

резко уменьшается с увеличением  $\varepsilon_2$ , а зависимость  $j(0)$  от  $1/\varepsilon_2$  имеет линейный характер, что хорошо согласуется с предложенным нами выражением (5).

Определенная нами подвижность носителей заряда на 8–10 порядков меньше подвижности электронов в полимерных материалах [11, 12]. Это, а также резкая зависимость  $j$  от  $\varepsilon_2$  свидетельствуют о том, что наблюдаемые переходные токи обусловлены инжеекцией в пленки ПЭНП ионов из раствора кристаллогидрата азотникислой меди, диссоциирующего в диоксане, согласно [13], на анион  $\text{NO}_3^-$  и катион  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}^+$ .

Результаты исследования влияния напряженности электрического поля в интервале от  $1,2 \cdot 10^5$  до  $6 \cdot 10^5$  в/см на величину инжеекционных токов

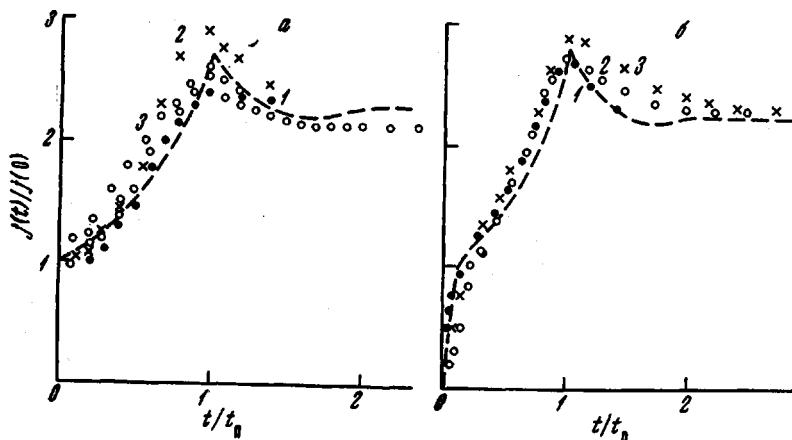


Рис. 5. Изменение со временем инжеекционного тока в пленке ПЭНП с  $L = 23 \mu\text{m}$  для отрицательных (а) и положительных (б) ионов. Пунктирные кривые рассчитаны по формулам (6)–(8) для отрицательных ионов ( $\rho_0 = \infty$ ) и по (7), (8) и (9) для положительных ионов ( $\rho_0 = 40$ ).  $E = 1,2 \cdot 10^5$  (1);  $3,6 \cdot 10^5$  (а) и  $4,8 \cdot 10^5$  (б) (2);  $6 \cdot 10^5$  в/см (3)

для положительных ионов представлены на рис. 4, б. Видно, что зависимость  $\lg j / E$  от  $E$  имеет линейный характер, что свидетельствует в пользу выражения (5), а не (4). По углу наклона прямой было рассчитано значение  $\delta$ , которое оказалось равным  $5 \cdot 10^{-7}$  см. Ниже приведено значение подвижности катионов и анионов в пленке ПЭНП с  $L = 23 \mu\text{m}$  при различных напряженностях электрического поля

$E \cdot 10^5$ , в/см	1,2	2,4	3,6	4,8	6,0
$t_{\pi}^+$ , мин.	75,0	35,0	—	18,0	14,0
$t_{\pi}^-$ , мин.	—	—	66,0	45,0	38,0
$\mu_+ \cdot 10^{12}$ , см $^2$ /в·сек	3,5	3,7	—	3,6	3,7
$\mu_- \cdot 10^{12}$ , см $^2$ /в·сек	—	—	1,3	1,4	1,4

Следует отметить, что подвижность как положительных, так и отрицательных ионов практически не зависит от  $E$  в исследованном интервале полей. Этот экспериментальный факт имеет важное значение для понимания механизма электропроводности полимерных диэлектриков в высоких полях, при которых наблюдается значительное отклонение вольт-амперной характеристики от закона Ома для целого ряда полимерных материалов [14–16]. Теоретическая интерпретация этого явления во многих работах [17, 18] основана на предположении, что подвижность ионов значительно возрастает (на порядок и более) с увеличением  $E$  в области высоких полей ( $\sim 10^5$ – $10^6$  в/см). Полученные нами данные по  $\mu$  не соответствуют указанному предположению. Следует отметить, что и в случае диэлектрических жидкостей (гексана, октана и декана) [19] подвижность

носителей заряда не зависит от  $E$  в широком интервале полей (от  $10^5$  до  $10^6 \text{ в/см}$ ).

На рис. 5, а построена зависимость  $j / j(0)$  от  $t / t_n$ , т. е. в безразмерных координатах для отрицательных ионов при различных напряженностях электрического поля. Видно, что полученные экспериментальные данные удовлетворительно укладываются на теоретическую кривую, рассчитанную по соотношениям (6)–(8), полученным Мэни и Ракави. Это позволяет сделать вывод о том, что нестационарные ионные токи изменяются со временем так же, как и электронные [1, 2], и что ограничение тока пространственным зарядом, обусловленное перераспределением носителей в объеме образца, имеет место и в случае инжекции ионов. По-

Таблица 1

Сопоставление экспериментальных и теоретически рассчитанных значений  $j(0)$

$E \cdot 10^{-5}, \text{ в/см}$	$n_0, \text{ см}^{-3}$	$j(0), \text{ а/см}^2$	$j(0) \text{ по (5)}, \text{ а/см}^2$	$j(0) \text{ по (4)}, \text{ а/см}^2$
1,2	$2 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-12}$
2,1	$3 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-12}$
4,8	$3 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
6,0	$1 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-11}$

скольку вывод соотношений (6)–(8) соответствует случаю отсутствия захвата носителей ловушками, наблюдаемое соответствие экспериментальной и теоретической кривых свидетельствует о том, что в объеме исследованных пленок полиэтилена не происходит заметной рекомбинации анионов.

Зависимость  $j / j(0)$  от  $t / t_n$  для положительных ионов представлена на рис. 5, б. Видно, что в этом случае для области  $0 \leq t \leq t_n$  экспериментальные данные лучше описываются выражением (9), чем (6). Из этого следует, что приэлектродный слой («виртуальный электрод») в полиэтилене заряжается при контакте с раствором электролита преимущественно отрицательно. Это соответствует общему правилу [20], согласно которому при контакте двух сред фаза, имеющая меньшую диэлектрическую проницаемость (в нашем случае полиэтилен), заряжается отрицательно. Данные, представленные на рис. 5, б, свидетельствуют о том, что в случае инжекции положительных ионов для исследованной нами системы  $\rho_0 \neq \infty$  и экспоненциальным членом в соотношении (9) пренебречь нельзя.

По формулам (4) и (5) были рассчитаны абсолютные значения  $j(0)$  для положительных ионов. В последнем случае использовали значение  $N = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , полученное [13] из данных по электропроводности 10%-ного раствора азотнокислой меди в диоксане ( $1 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ) и подвижности положительного иона в этом растворителе ( $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{в·сек}$ ). Значения  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  были взяты равными соответственно 2,28 [10] и 3,4 (табл. 1),  $\delta = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ ,

$q = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$ . Величина  $q^2 / 2rkT$  была определена по углу наклона прямой  $\lg j(0) - 1 / \epsilon_2$  (рис. 4, а) и составляет 28. Результаты расчета  $j(0)$  и  $n_0$  приведены в табл. 1. Из данных, представленных в этой таблице, видно, что экспериментальные значения  $j(0)$ , определенные по излому кривой  $j - t$  при  $t = t_n$ , находятся в хорошем соответствии с рассчитанными по формуле (5) и на 3–4 порядка превышают результаты расчетов по

Таблица 2

Значения  $\rho_0$  и  $n_0$  для положительных ионов, рассчитанные по (11)

$E \cdot 10^{-5}, \text{ в/см}$	$\tau_n$	$\rho_0$	$n_0, \text{ см}^{-3}$
1,2	0,15	40	$4 \cdot 10^{16}$
4,8	0,05	160	$4 \cdot 10^{17}$
6,0	0,02	500	$2,5 \cdot 10^{18}$

формуле (4). Это свидетельствует в пользу предложенного нами выражения для плотности начального тока инжекции ионов из раствора электролита, учитывающего влияние на уровень инжекции величины электрического поля и диэлектрической проницаемости раствора электролита. Причины различий в значениях  $j(0)$ , определенных экспериментально и рассчитанных согласно (4), в настоящее время не выяснены и возможно, связаны с особенностями инжекции ионов из раствора электролита в пленку полимера.

По экспериментально найденным величинам  $\tau_a \approx 0,8 t_a / t_n$  были рассчитаны по формуле (11) значения  $\rho_0$  и  $n_0$  для положительных ионов в зависимости от напряженности электрического поля. Полученные результаты представлены в табл. 2. Значения  $n_0$ , рассчитанные по формулам (4) и (11), совпадают по порядку величины. Следовательно, (11) может быть использовано для оценки концентрации зарядов в области «виртуального электрода» в случае конечного значения  $\rho_0$ .

Выражаем искреннюю благодарность Е. В. Кувшинскому за обсуждение результатов настоящей работы и ценные замечания.

### Выводы

1. Исследованы нестационарные инжекционные ионные токи в пленках полиэтилена низкой плотности, возникающие при инжекции в пленках ионов кристаллогидрата азотнокислой меди из раствора в диоксане под воздействием электрического поля.

2. Экспериментально найденные зависимости плотности ионного тока от толщины пленок, времени, напряженности электрического поля качественно согласуются с теорией Мэни и Ракави для нестационарных инжекционных токов, ограниченных объемными зарядами. Количественные расхождения экспериментальных данных с теорией устраняются при учете влияния электрического поля и параметров инжектирующего электрода на величину начальной плотности инжекционного тока.

Научно-исследовательский  
институт полимеризационных пластмасс

Поступила в редакцию  
9 VI 1969

### Литература

1. A. M a n y, G. R a k a v y, Phys. Rev., 126, 1980, 1962.
2. A. M a n y, M. S i m h o n y, S. Z. W e i s z, J. L e v i n s o n, J. Phys. Chem. Solids, 22, 285, 1961.
3. S. R. H o f s t e i n, Appl. Phys. Letters, 10, 291, 1967.
4. Б. И. Сажин, Электропроводность полимеров, изд-во «Химия», 1965, стр. 139.
5. Б. И. Сажин, В. П. Шувалев, Электрохимия, 2, 831, 1966.
6. Н. А. Измайлов, Электрохимия растворов, изд-во «Химия», 1966, стр. 200.
7. А. М. Сухотин, Вопросы теории растворов электролитов в средах с низкой диэлектрической проницаемостью, Госхимиздат, 1959, стр. 11.
8. R. E. B a r k e r, C. R. T h o m a s, J. Appl. Phys., 35, 3203, 1964.
9. В. Вазов, Асимптотические разложения решений обыкновенных дифференциальных уравнений, изд-во «Мир», 1968, стр. 264.
10. Г. П. Михайлов, Б. И. Сажин, Успехи химии, 29, 864, 1960.
11. M. K r y s z e w s k i, A. S z y m a n s k i, J. S w i a t e k, J. Polymer Sci., C16, 3915, 1968.
12. G. L e n g u e l, J. Appl. Phys., 37, 807, 1966.
13. Б. И. Сажин, О. К. Харитонова, В. П. Шувалев, Электрохимия, 4, 1203, 1968.
14. A. R. F o s s, W. D a n n h a u s e r, J. Appl. Polymer Sci., 7, 1015, 1963.
15. L. E. A m b o r s k i, J. Polymer Sci., 62, 331, 1962.
16. Б. И. Сажин, В. С. Скурихина, Высокомолек. соед., 59, 355, 1967.
17. Г. И. Сканави, Физика диэлектриков (область слабых полей), Гостехиздат, 1949, стр. 242.
18. В. А. Преснов, В. И. Гаман, Ж. техн. физики, 27, 936, 1957.
19. J. B. B i r k s, J. Hart, Progress in Dielectrics, v. 4, N. Y., 1962.
20. Б. В. Некрасов, Курс общей химии, Госхимиздат, 1960, стр. 510.

## IONIC INJECTION CURRENTS IN POLYMERIC DIELECTRICS

*B. I. Sazhin, V. P. Shuvaev, V. P. Budtov*

### Summary

Nonstationary injection ionic currents ( $j$ ) in films of low density polyethylene caused by injection of hydrated ions of copper nitrate into the film from the solution in dioxane under the action of electrical field have been experimentally studied. Dependences of  $j$  on the film thickness, time, strain of the electric field are in qualitative accord with Many — Rakavi's theory of nonstationary injection currents restricted to volume charges. Quantitative deviations from the theory are removed after account for the effects of the electrical field and dimensions of the injecting electrode on the initial current density. The ion mobilities  $20 \pm 2^\circ\text{C}$  are  $1.4 \pm 0.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{v.sec}$  for anions and  $3.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{v.sec}$  for cations, they do not depend on the strain of the electrical field ( $E$ ) in the range  $(1-6) \cdot 10^5 \text{ v/cm}$ . Injection current exponentially grows with  $E$  and sharply decreased with growth of dielectric permeance of the electrolyte solution acting as injection electrode.

---