

УДК 539.12.17;620.179.155.

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИМЕРОВ ОТ ФЛЮЕНСА ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В.Н. Бондаренко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

ул. Академическая 1, г. Харьков 61108, Украина

E-mail: bon@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 17 мая 2010 г.

Получены общие выражения, описывающие зависимость удельной электропроводности σ облученного слоя полимера от флюенса Φ при ионном облучении. В них учтена неравномерность радиационного воздействия по глубине облучаемого слоя. Из модели следует увеличение общей электропроводности облучаемых полимерных пленок с ростом энергии ионов, что согласуется с ранее опубликованными данными измерений. На основе анализа существующих экспериментальных данных предложена модель, в которой зависимость $\sigma(\Phi)$ на начальной стадии облучения описывается степенной функцией $\sigma(\Phi)=C\Phi^b$, где C определяется энергией падающих ионов и типом полимера.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: полимеры, электропроводность, облучение, флюенс, ионы.

TWO-PARAMETER MODEL FOR IRRADIATED POLYMER CONDUCTANCE VS ION BEAM FLUENCE

V.N. Bondarenko

National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology",

1, Akademicheskaya st., Kharkov 61108, Ukraine.

General expressions describing the irradiated polymer layer specific electrical conductivity σ as a function of the ion beam fluence Φ are derived. Those expressions account for the radiation effect non-uniformity along ion path. The model predicts an increase of the irradiated polymer film general conductance with the ion energy enhancement, which agrees with previously published experimental data. Grounding on the experimental data analysis, a parameterization of $\sigma(\Phi)$ dependence at initial irradiation stage is proposed in form of power law $\sigma(\Phi)=C\Phi^b$, where C is defined by ion energy and polymer sort.

KEY WORDS: polymers, electrical conductivity, irradiation, fluence, ions.

ДВОПАРАМЕТРИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ ПОЛІМЕРІВ ВІД ФЛЮЕНСА ПРИ ІОННОМУ ОПРОМІНЮВАННІ

В.М. Бондаренко

Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»,

вул. Академічна 1, м. Харків 61108, Україна

Одержано загальні вирази, що описують залежність питомої електропровідності σ опроміненого шару полімеру від флюенса Φ при іонному опромінюванні. В них врахована нерівномірність радіаційної дії по глибині опроміненого шару. З моделі випливає збільшення загальної електропровідності опромінованих полімерних плівок із зростом енергії іонів, що узгоджується з раніше опублікованими даними вимірювань. На основі аналізу існуючих експериментальних даних запропонована модель, в якій залежність $\sigma(\Phi)$ на початковій стадії опромінювання описується степенною функцією $\sigma(\Phi)=C\Phi^b$, де C визначається енергією падаючих іонів та типом полімеру.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: полімери, електропровідність, опромінювання, флюенс, іони.

Хорошо известно, что облучение полимеров приводит к увеличению их электропроводности (см., например, [1-6]).

На практике этот эффект может играть как положительную, так и отрицательную роль, в зависимости от того, где применяется полимерный материал. Так, некоторые функциональные элементы электроники (светодиоды, транзисторы и пр.) на основе легированных полимерных пленок уже достаточно широко производятся промышленностью. С другой стороны, в условиях космического пространства данный эффект приводит к тому, что под действием облучения потоками заряженных частиц деградируют изоляторы, расположенные на внешней поверхности космических аппаратов.

Электросопротивление полимеров чрезвычайно сильно зависит от флюенса облучения [2-6]. Поэтому измерение электросопротивления является одним из наиболее чувствительных экспериментальных методов исследования свойств этого класса материалов после облучения.

С другой стороны, такие исследования являются достаточно трудоемкими и ресурсозатратными. Поэтому представляет интерес разработка моделей, на основе которых можно проводить обработку, сравнение и обобщение полученных результатов при возможно минимальном количестве экспериментальных данных.

Целью настоящей работы является получение общих выражений, описывающих зависимость электропроводности облучаемого слоя при ионном облучении от флюенса, а также построение простой модели

для обработки такого рода экспериментальных зависимостей с минимумом подгоночных параметров.

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ В ОБЩЕМ ВИДЕ

Обычно при измерениях характеристик электропроводности фольг или пленок (не обязательно полимерных) электрическое напряжение прикладывается вдоль поверхности полоски, вырезанной из такого материала. Характеристикой электропроводности таких материалов принято считать так называемое поверхностное удельное сопротивление (sheet resistivity), которое вычисляется с помощью соотношения

$$r_s = rw/l, \quad (1)$$

где r – измеренная величина сопротивления; w – ширина полоски; l – расстояние между электрическими контактами, к которым прикладывается напряжение во время измерений (подразумевается, что контакты перекрывают всю ширину полоски). Это означает, что фактически величина r_s равна сопротивлению квадрата произвольного размера, вырезанного из данного материала. В частном случае, когда исследуемый материал однороден (в электрическом смысле) по толщине δ , то

$$r_s = \rho / \delta, \quad (2)$$

где ρ – удельное сопротивление материала (объемное).

Как правило, в экспериментах по облучению полимеров заряженными частицами с последующим измерением электросопротивления облученных образцов в качестве последних используются полимерные пленки. Поскольку при облучении имеет место охрупчивание вещества полимера, то, для уменьшения вероятности повреждения образца при измерении его электросопротивления, обычно используются пленки, толщина которых несколько больше величины пробега данных частиц в исследуемом веществе. В этом случае часть материала полимера, в которую не прошли заряженные частицы, играет роль подложки, предохраняющей облученный слой от повреждений при наложении электрических контактов. Ниже, как объект исследований, будут рассматриваться именно такие пленки.

Пусть δ_0 – исходная толщина полимерной пленки (до облучения); r_{s0} – ее исходное измеренное поверхностное сопротивление; $\rho_0 = r_{s0}\delta_0$ – соответственно, удельное электрическое сопротивление исходного вещества пленки; $\Sigma_s = 1/r_s$ – поверхностная проводимость облученной пленки; $\Sigma_{s0} = 1/r_{s0}$ – аналогичная величина для исходной пленки; δ_{ir} – максимальная глубина, на которую проникают частицы пучка; δ_r – толщина остаточного слоя полимера, в который эти частицы не проникают.

Будем считать, что в пределах полоски, вырезанной из облученного материала для измерения его сопротивления, степень облучения является однородной по всей площади. Это значит, что краевыми эффектами при измерении сопротивления можно пренебречь.

Однако однородность облучения по площади не означает однородности радиационного воздействия по глубине всей облучаемой области. В силу зависимости сечений первичных радиационных процессов от энергии заряженных частиц, а также зависимости тормозной способности частиц пучка от их энергии, удельное электрическое сопротивление разных слоев материала в пределах зоны, доступной для частиц пучка, вообще говоря, становится разным. Иными словами, в пределах этой зоны удельное сопротивление становится функцией глубины z залегания проводящего слоя: $\rho = \rho(z)$.

В дальнейшем ограничимся случаем ионного облучения полимеров и геометрией облучения, когда падающий пучок направлен вдоль нормали к поверхности полимерной мишени.

Хотя фактор многократного рассеяния для ионов значительно меньше чем для электронов, тем не менее учтем и этот фактор через использование вместо линейного пробега ионов R такой величины, как проективный пробег $R_p = R_p(E_0)$, где E_0 – энергия ионов на входе в образец. Введем также формально “проективную” тормозную способность ионов $S_p(E)$ через соотношение

$$S_p(E) = \frac{dR_p}{dE}. \quad (3)$$

Эта величина более адекватно выражает распределение выделенной энергии пучка по слоям вещества, чем линейная тормозная способность $S(E)$. Но нужно отметить, что для легких ионов (протонов и ионов гелия) с энергией сотни кэВ и больше различие между величинами R и R_p , S и S_p невелико.

Соотношение (3) позволяет установить однозначное соответствие между глубиной z , на которой находится некоторый слой, и средней энергией ионов E , которую имеют ионы в пределах данного слоя:

$$z = z(E) = \int_E^{E_0} \frac{dE}{S_p(E)} = R_p(E_0) - R_p(E). \quad (4)$$

Таким образом, $E = E(z)$, $z(E_0) = 0$, а $z(0) = R_p(E_0)$.

Сразу отметим, что в общем случае сумма $\delta_r + \delta_{ir}$ всегда несколько меньше исходной толщины δ_0 полимерной пленки, поскольку в процессе облучения имеет место некоторая потеря массы из облученного слоя вследствие радиационно-стимулированного выхода водорода, газообразных углеводородов, CO , CO_2 и других газов [7-8]. Но в дальнейшем мы не будем учитывать это обстоятельство, сосредоточив внимание на начальной стадии облучения, когда потерю массы можно считать пренебрежимо малой. В этом случае можно считать, что

$$\delta_{ir} = R_p(E_0), \quad (5)$$

$$\delta_{ir} + \delta_r = \delta_0. \quad (6)$$

Измеряемое электрическое сопротивление полоски представляет собой некоторый интегральный эффект, в котором задействованы слои всей облученной зоны. Но возникает вопрос: каким образом вклады отдельных слоев складываются в этом интегральном эффекте? На первый взгляд далеко не очевидно, что если сопротивления отдельных слоев не одинаковы, то линии тока в облученной области после приложения электрического напряжения будут направлены параллельно поверхности полоски, и не будет перетекания заряда из слоев с большим сопротивлением в слои с меньшим сопротивлением. И, тем не менее, в силу симметрии задачи, обусловленной планарностью ее геометрии, эта параллельность токов обеспечивается.

Действительно, даже если слои облученного материала несколько отличаются друг от друга по удельному сопротивлению, но каждый из слоев является однородным вдоль направления приложенного напряжения, то напряжение на каждом из них будет распределено равномерно по всей длине промежутка между контактами, и эта "равномерность" будет для всех слоев одинаковой. Таким образом, все сечения образца в направлении поперек приложенного электрического поля будут эквипотенциальными, следствием чего и будет отсутствие перетекания заряда между соседними слоями.

Это можно показать и на примере эквивалентной электрической схемы. Предположим, что мы имеем две отдельные цепочки последовательно соединенных сопротивлений, каждая из которых состоит из n одинаковых сопротивлений, но значения сопротивлений одной цепочки отличаются от сопротивлений другой. Пусть к параллельному соединению этих двух цепочек приложено напряжение. Применяя правила Кирхгофа, легко убедиться в том, что если между k -ми узлами обеих цепочек вставить произвольное сопротивление, то ток в нем будет равен нулю.

Такая эквипотенциальность поперечных (по отношению к приложенному электрическому полю) сечений облученного полимера при измерении электросопротивления, существенно облегчает рассмотрение задачи в случае с неравномерным радиационным воздействием пучка по глубине полимера, поскольку позволяет проводить расчет поверхностного сопротивления r_s облученной полимерной пленки, рассматривая отдельные слои как параллельно включенные сопротивления:

$$\frac{1}{r_s} = \frac{\delta_r}{\rho_0} + \sum_i \frac{\Delta z}{\rho_i}, \quad (7)$$

где ρ_i – удельное сопротивление вещества i -го слоя в облученной области; Δz – толщина каждого из этих слоев. Первый член в правой части уравнения относится к той области пленки, в которую не проникают частицы пучка.

Перепишем выражение (7) в виде интеграла:

$$\frac{1}{r_s} = \frac{\delta_r}{\rho_0} + \int_0^{\delta_{ir}} \frac{dz}{\rho(z)}. \quad (8)$$

Для того, чтобы выражение для $\rho(z)$ согласовывалось с сопротивлением исходной пленки, эту функцию формально представим в виде

$$\rho(z) = \frac{\rho_0}{1 + f(\Phi, E(z))}, \quad (9)$$

где Φ – флюенс облучения (число частиц пучка, упавших на единицу площади), f – некоторая функция флюенса и энергии ионов с положительной производной по флюенсу и удовлетворяющая условию

$$f(0, E) = 0. \quad (10)$$

Тогда с учетом (6) выражение (8) принимает вид:

$$\frac{1}{r_s} = \frac{\delta_0}{\rho_0} + \int_0^{\delta_{ir}} f(\Phi, E(z)) dz. \quad (11)$$

Перейдем от сопротивлений к проводимостям и учтем соотношение (5). Тогда

$$\Sigma_s = \Sigma_{s0} + \int_0^{\delta_{ir}} f(\Phi, E(z)) dz. \quad (12)$$

Из этого выражения, представленного пока в самой общей форме, видно, что при фиксированном

значении флюенса проводимость облученного слоя увеличивается с ростом энергии ионов и, соответственно, с увеличением верхнего предела в интеграле. Фактически, увеличение энергии пучка на величину ΔE_0 эквивалентно параллельному присоединению к уже имеющемуся проводящему слою дополнительного проводящего слоя толщиной $\Delta R_p = \Delta E_0 / S_p(E_0)$, что и приводит к общему увеличению проводимости.

Такой эффект нарастания проводимости полимера с увеличением энергии ионов наблюдался еще в работах [3-4] – одних из первых, посвященных электрическим свойствам полимеров после ионного облучения.

Перейдем от интегрирования по глубине к интегрированию по энергии ионов:

$$\Sigma_s = \Sigma_{s0} + \int_0^{E_0} f(\Phi, E) \frac{dE}{S_p(E)}. \quad (13)$$

В литературе принято вместо величины Σ_s использовать характеристику $\sigma = \Sigma_s / R_p(E_0)$, которая представляет собой удельную проводимость облученного слоя, усредненную по его толщине. В этом случае из (13) имеем

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{1}{R_p(E_0)} \int_0^{E_0} f(\Phi, E) \frac{dE}{S_p(E)}, \quad (14)$$

где $\sigma_0 = \Sigma_{s0} / R_p(E_0)$.

Рассмотрим частный случай, когда функцию f можно факторизовать:

$$f(\Phi, E) = \alpha(\Phi)\beta(E), \quad (15)$$

где α и β – некоторые функции флюенса и энергии. Тогда

$$\sigma = \sigma_0 + C(E_0)\alpha(\Phi), \quad (16)$$

где

$$C(E_0) = \frac{1}{R_p(E_0)} \int_0^{E_0} \frac{\beta(E)dE}{S_p(E)}. \quad (17)$$

Из общих соображений следует, что функция $\beta(E)$ в первую очередь определяется зависимостью от энергии для сечений первичных радиационных процессов, приводящих, в конечном счете, к росту электропроводности (например, сечений образования свободных радикалов, отделяющихся от полимерных цепочек).

Очевидно, что коэффициент C в (16) зависит не только от энергии ионов пучка, но и от типа облучаемого полимера.

ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ СТЕПЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИМЕРА ОТ ФЛЮЕНСА ДЛЯ НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЙ ОБЛУЧЕНИЯ

В многочисленных экспериментах показано, что величина σ электропроводности облученного полимера чрезвычайно сильно зависит от флюенса Φ облучения (см., например, [2-6]). Поэтому результаты измерений обычно представляют в дважды логарифмическом масштабе, в котором эта зависимость, хотя и на начальной стадии облучения, но в достаточно широком интервале флюенсов, принимает линейный характер, что в аналитической форме соответствует выражению

$$\lg \sigma \cong a + b \lg \Phi, \quad (18)$$

где a и b – некоторые константы. Как правило, рассматриваемый интервал охватывает 1-2 порядка по флюенсу и 10 и более порядков по электропроводности. При больших значениях флюенса начинают сказываться эффекты насыщения, что проявляется в отклонении зависимости $\lg \sigma$ от $\lg \Phi$ от тренда (18). Формально это означает, что при больших значениях флюенса уменьшается значение параметра b .

Из (18) следует, что экспериментальные зависимости $\sigma(\Phi)$, по крайней мере, на начальной стадии облучения, подчиняются степенному закону. Поскольку с ростом флюенса облучения электропроводность полимера, в конечном счете, стремится к величинам близким, к электропроводности графита, представим зависимость (18) в следующем эквивалентном виде:

$$\sigma \cong \sigma_g \left(\frac{\Phi}{\Phi_c} \right)^b, \quad (19)$$

где σ_g – удельная электропроводность графита, b – показатель степени, Φ_c – некоторое характерное значение флюенса. При введении параметризации (19) мы исходим из наглядности представления зависимости $\sigma(\Phi)$, так как из (19) формально следует, что если $b = const$, то при флюенсе облучения $\Phi = \Phi_c$ достигается состояние, при котором электропроводность облученного полимера становится равной электропроводности графита.

Однако, как уже было сказано выше, в реальности с увеличением флюенса наблюдается постепенное уменьшение показателя степени.

В какой-то степени величина параметра Φ_c характеризует радиационную повреждаемость полимера: чем этот параметр меньше, тем быстрее полимер при облучении достигает состояния высокой электропроводности.

Учитывая то, что для приводимых на графиках экспериментальных точек обычно выполняется условие $\sigma \gg \sigma_0$, можно утверждать, что характерная экспериментальная зависимость (19) соответствует рассмотренной выше модельной зависимости (16), если принять, что

$$\alpha(\Phi) = \Phi^b. \quad (20)$$

В этом случае первичная экспериментальная зависимость поверхностного сопротивления от флюенса принимает вид

$$\frac{1}{r_s(\Phi)} = \frac{\delta_0}{\rho_0} + D\Phi^b. \quad (21)$$

Значения параметров b и D можно получить путем соответствующей подгонки. При этом связь между параметрами D и Φ_c устанавливается с помощью соотношения

$$D = R_p \sigma_g \Phi_c^{-b}. \quad (22)$$

В качестве примера в таблице представлены результаты проведенной нами подгонки данных для зависимостей $\sigma = \sigma(\Phi)$ по некоторым ранее опубликованным работам других авторов. Поскольку экспериментальные точки были взяты из графиков, приведенных в оригинальных работах, то при оцифровке вносилась некоторая погрешность. Названия некоторых сложных соединений приведены в виде аббревиатур, расшифровку которых можно найти в цитируемых работах.

Обычно в подобных исследованиях облучение доводится до стадии, когда зависимость $\sigma = \sigma(\Phi)$ становится близкой к насыщению, что соответствует флюенсам 10^{17} ион/см² и более. Нами же при обработке этих зависимостей, приведенных в оригинальных работах, выбиралась достаточно узкая область значений флюенсов, характерная для начальной стадии облучения, далекой от насыщения. На этой стадии электрические свойства облучаемых полимеров близки к свойствам полупроводников [2,4,5].

При компиляции учтено, что молекулярные ионы после вхождения в вещество диссоциируют на атомарные компоненты (см. данные по ионам азота).

В таблице представлены данные по облучению полимеров лишь тяжелыми ионами. Легкие ионы, как правило, не используются в подобного рода исследованиях, поскольку в этом случае для достижения заметной электропроводности полимеров требуются очень большие флюенсы ионов.

Таблица

Результаты определения параметров b и Φ_c из подгонки экспериментальных зависимостей $\sigma(\Phi)$, где σ выражена в Ом⁻¹см⁻¹.

Ссылка	Облучавшийся материал	Тип ионов	Энергия атомарного иона, кэВ	Область значений флюенсов, 10^{16} ион/см ²	b	Φ_c , 10^{16} ион/см ²
Vencatesan et al [2]	Поливинилхлорид	Ar ⁺	2000	0,1 – 1,0	5,5	2,3
	HPR-204	Ar ⁺	2000	0,01 – 0,1	8,3	0,45
Kaplan et al [4]	PTCDA	Ar ⁺	2000	0,009 – 0,09	5,1	2,4
	NTCDA	Ar ⁺	2000	0,008 – 0,09	6,0	0,63
Hioki et al [3]	Полиимид (Kapton)	N ₂ ⁺	1000/2	0,01 – 0,03	9,0	0,26
		N ₂ ⁺	600/2	0,03 – 0,06	9,8	0,25
Алешин и др. [5]	Полиимид ПМ	Ar ⁺	90	0,003 – 0,03	5,7	4,2
Aleshin et al [6]	Полианилин	Ar ⁺	90	0,01 – 0,1	4,4	12

Безусловно, приведенные в таблице данные подгонки слишком немногочисленны. Но, тем не менее, и в таком виде они могут быть полезны при планировании экспериментов с более или менее подобными условиями облучения и сопоставлении данных, полученных разными авторами.

Для приведенных в таблице вариантов облучения показатели степени b изменяются в достаточно широком диапазоне значений от 4,4 до 9,8, а характерные значения Φ_c находятся в диапазоне 10^{15} - 10^{17} ион/см².

Из всех данных наиболее выпадают данные Хиоки и др. [3] по облучению полиимида ионами азота. Эти данные характеризуются большими значениями показателя степени b и малыми значениями характеристического флюенса Φ_c , что, по идее, должно свидетельствовать о значительной чувствительности исследованного материала к переходу в проводящее состояние при радиационном воздействии.

Реалистичную интерпретацию этой особенности найти сложно. Дело в том, что полиимид является

достаточно стойким в радиационном отношении материалом. Кроме того, существует тенденция в уменьшении радиационного воздействия на материал при переходе на облучение более легкими ионами (см., например, [4]). Результаты же работы [3], в которой использовались ионы азота, более легкие по сравнению с ионами аргона, находятся в заметном противоречии с этой тенденцией.

Возможно, что в этом случае сказывается химическая и электрическая активность атомов азота, внедренных при облучении, которую не имеют атомы аргона (известно, что такая примесь, как азот, является донором электронов в полупроводниках на основе углерода, кремния и германия). Также существенное влияние могли оказать условия облучения. По данным авторов работы [3] во время облучения температура образца была достаточно высокой: она достигала 300-400⁰С.

Каких-либо других общих выводов по этим разрозненным данным делать пока нельзя.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рассмотренная модель (см. выражения (13,16,20)) основана на наблюдаемой во многих экспериментах зависимости электропроводности облученного полимера от флюенса на начальной стадии облучения. Модель представляет собой чисто эмпирическую закономерность, описываемую с помощью двух подгоночных параметров, и, естественно, не претендует на детальное описание процессов, происходящих в облучаемом полимере. Эти детали “скрыты” в показателе степени b и коэффициенте C (или, что то же самое, в величине характеристического флюенса Φ_c).

Даже в такой простой форме модель описывает некоторые закономерности в поведении проводимости облучаемых слоев полимеров. Так, выше уже было отмечено, что из интегральных выражений (12-13), представленных в самом общем виде, следует, что с ростом энергии ионов пучка общая поверхностная проводимость Σ_s облученного слоя увеличивается. Это находится в полном соответствии с экспериментальными данными.

Безусловно, параметр Φ_c должен зависеть не только от энергии ионов и типа облучаемого полимера, но и от других параметров, характеризующих условие облучения. Однако в данном радиационном процессе такие параметры, как плотность тока пучка и температура образца во время облучения, являются, хотя и существенными, но все-таки менее критичными (см., например, [4]). В большей степени проводимость облученного образца зависит от флюенса Φ .

Рассматриваемая модель может быть полезной при сопоставлении результатов измерений, полученных в разных условиях (разного типа полимеры, разные сорта ионов и энергии облучения).

Можно ожидать, что по мере накопления массива данных по таким параметрам, как b и Φ_c , определенным из эксперимента, и анализа этих данных будет возрастать понимание особенностей эволюции вещества полимеров в сложных условиях радиационного воздействия.

Автор выражает признательность А.В. Гончарову за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попок В.Н., Азарко И.И., Хайбулин Р.И. Влияние высоких доз имплантации и плотности ионного тока на свойства пленок полиимида //ЖТФ.-2002.-Т.72.-Вып.4.-С.88-93.
2. Vencatesan T., Forrest S.R., Kaplan M.L., Murray C.A., Schmidt P.H. and Wilkens B.J. Ion-beam-induced conductivity in polymer films //J.Appl.Phys.-1983.-Vol.54, №6.-P.3150-3153.
3. Hioki T., Noda S., Sugiura M., Kakeno M., Yamada K. and Kawamoto J. Electrical and optical properties of ion-irradiated organic polymer Kapton H. //Appl.Phys.Lett.-1983.-Vol.43(1).-P.30-32.
4. Kaplan M.L., Forrest S.R., Schmidt P.H. and Vencatesan T. Optical and electrical properties of ion-beam-induced films of organic molecular solids and polymers //J.Appl.Phys.-1984.-Vol.55, №3.-P.732-742.
5. Алешин А.Н., Грибанов А.В., Добродумов А.В., Суворов А.В., Шлимак И.С. Электрофизические свойства пленок полиимида ПМ, подвергнутых ионной бомбардировке //ФТТ.-1989.-Т.31.-Вып.1.-С.12-18.
6. Aleshin A.N., Mironkov N.B., Suvorov A.V., Conklin J.A., Su T.M. and Kaner R.B. Transport properties of ion-implanted and chemically doped polyaniline films //Phys.Rev.B.-1996.-Vol.54, №10.-P.11638-11643.
7. Хенли Э., Джонсон Э. Радиационная химия /Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1974.- 416 с.
8. Davenas J, Thevenard P., Boiteux G., Fallavier M. and Lu X.L. Hydrogenated carbon layers produced by ion beam irradiation of PMMA and polystyrene films //Nucl. Instr. and Meth.-1990.-Vol.B46.-P.317-323.