

05,10

©1994 г.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ МЕТОД ЗОНДИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

С.Г.Боев, В.А.Падерин, А.Н.Кузьмин, С.А.Лопаткин, В.Я.Ушаков

Разработан новый неразрушающий метод зондирования электрического поля в твердых плоскопараллельных диэлектриках заряженными частицами, основанный на влиянии электрического поля диэлектрика на токи, протекающие в его объеме при облучении потоком заряженных частиц с регулируемым пробегом. Чувствительность метода возрастает с увеличением массы частиц, а для протонов составляет порядка 10^3 В/см. Разрешающая способность метода составляет менее микрометра, относительная погрешность — менее 10%.

Рассматривается заряженный каким-либо способом (исследуемый) плоскопараллельный образец толщиной h с удельной объемной электрической проводимостью материала ниже 10^{-12} См/м, в котором в течение нескольких секунд (время зондирования) релаксация объемного заряда незначительна. $E(x)$ — распределение напряженности электрического поля по толщине образца в момент начала зондирования. При зондировании образец облучается заряженными частицами (протоны, дейтроны, α -частицы и др.) с плотностью тока j_0 и регулируемым дискретно или непрерывно пробегом. В процессе облучения регистрируется потенциал U на измерительном электроде (рис. 1). Прозрачный для частиц электрод на обращенной к источнику излучения поверхности (нанесенный термическим или катодным распылением металла) заземлен.

Диффузионный и инжекционный токи в облучаемых заряженными частицами диэлектриках незначительны по сравнению с током проводимости [1]. При этом плотность тока в образце определяется выражением

$$j(x, t) = j_0(x) + \gamma(x, t)E(x, t) + \varepsilon_0 \varepsilon \partial E(x, t) / \partial t, \quad (1)$$

где γ — удельная объемная электрическая проводимость материала в условиях облучения, ε_0 — электрическая постоянная, ε — относительная диэлектрическая проницаемость вещества.

Облучаемый диэлектрик можно рассматривать как двухслойный [2-4]. В области $0 < x < r$ стимулированная излучением проводимость

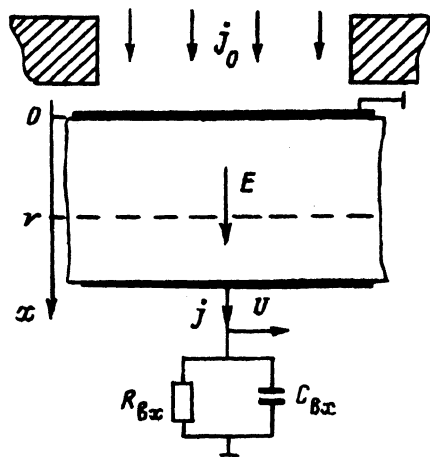


Рис. 1. Схема зондирования электрического поля в диэлектрике.

на несколько порядков выше, чем в области $r < x < h$ (определение r рассматривается в работах [3,4]). Соответственно в области $r < x < h$ ток проводимости пренебрежимо мал по сравнению с абсорбционным током. При этом интегрирование (1) по x от 0 до h дает выражение для плотности полного тока в диэлектрике

$$j(r, t) = \kappa(r) + \int_0^r \gamma(r, x, t) E(x, t) dx / h - \frac{\epsilon_0 \epsilon}{h} \frac{dU(r, t)}{dt}, \quad (2)$$

где $\kappa = \bar{\eta} j_0 / h$, $\bar{\eta}$ — центроид инжектируемого облучением заряда.

Параметр r в $\kappa(r)$, $\gamma(r, x, t)$ и $U(r, t)$ указывает на зависимость этих характеристик от r .

С учетом входных сопротивления и емкости регистрирующей аппаратуры

$$j(r, t) = \frac{U(r, t)}{R_{\text{вх}} \cdot S} + \frac{C_{\text{вх}}}{S} \frac{dU(r, t)}{dt}, \quad (3)$$

где S — площадь коллиматора потока частиц.

Из (2), (3) имеем

$$\kappa(r) + \int_0^r \gamma(r, x, t) E(x, t) dx / h = \frac{C_0 + C_{\text{вх}}}{S} \frac{dU(r, t)}{dt} + \frac{U(r, t)}{S R_{\text{вх}}}, \quad (4)$$

где $C_0 = \epsilon_0 \epsilon S / h$ — геометрическая емкость образца.

При малых значениях $C_{\text{вх}}$ первый член в правой части уравнения (4) много меньше второго, а величина $U(r, t) / S R_{\text{вх}}$ соответствует $j(r, t)$. Если для максимальных значений γ справедливо соотношение $t_{\text{и}} \ll \epsilon_0 \epsilon / \gamma$, где $t_{\text{и}}$ — время измерения j , то изменением E за время $t_{\text{и}}$ можно пренебречь ($\epsilon_0 \epsilon / \gamma$ — максвелловское время релаксации E). Тогда

$$j(r, t) = \kappa(r) + \int_0^r \gamma(r, x, t) E(x) dx / h, \quad t < t_{\text{и}}, \quad (5)$$

т.е. измеряемая плотность тока и напряженность электрического поля в диэлектрике связаны интегральным уравнением Вольтерры первого рода. Ядро уравнения можно найти, измерив временную зависимость γ в различных слоях образца [5], а также по результатам измерения плотности тока j^r в образце, к которому приложено напряжение V^r ,

$$j^r(r, t) = \kappa(r) + V^r \int_0^r \gamma(r, x, t) dx / h^2. \quad (6)$$

Условия измерения j и j^r должны быть идентичными, т.е. должны быть идентичными значения j_0 , закон изменения r и время измерения j и j^r для каждого r .

Для большинства диэлектриков при условии $t_n \ll \epsilon_0 \epsilon / \gamma$ изменение γ со временем незначительно. При этом ядро можно определить непосредственно на исследуемом электризованном образце. Для этого после измерения $j(r)$ к образцу прикладывается напряжение V и регистрируется плотность тока $j'(r)$

$$j'(r) = \kappa(r) + \int_0^r \gamma(r, x) [E(x) + V/h] dx / h.$$

С учетом (4) имеем

$$j'(r) - j(r) = V \int_0^r \gamma(r, x) dx / h^2.$$

Для высокоэнергетических легких ионов (с пробегом R более 4 мкм) качественное распределение мощности дозы излучения $\Phi(z)$ ($z = x/R$) практически не отличается в различных материалах [6,7], т.е. функция $\Phi(z)/\Phi(0)$ является универсальной [4]. При этом, если изменение γ со временем незначительно, а увеличение r происходит с постоянной скоростью v , из (5) получим интегральное уравнение Вольтерры типа свертки, связывающее значения j и E ,

$$j(t) = \kappa(t) + v \int_0^t \gamma(t - \tau) E(\tau) d\tau / h, \quad (7)$$

где $t = r/v$, $\tau = x/v$, $\kappa(t) = vtj_0/h$.

Для практической реализации метода необходимо, чтобы функция $\gamma(r, x, t)$ удовлетворяла условиям ядра Вольтерры: толщина переходного слоя между облучаемой и необлучаемой частями образца (в котором происходит уменьшение γ более чем на порядок) должна быть много меньше пробега частиц, и ошибка определения r незначительна. Рассмотрим возможности зондирования диэлектриков легкими ионами и электронами. При пробегах высокоэнергетических ионов в несколько микрометров их относительный разброс составляет менее 3%

и уменьшается с увеличением пробегов [6,7]. При этом функция γ достаточно хорошо удовлетворяет условиям ядра Вольтерры, а значение r можно определить по формуле $r = R + 1.5\Delta R$, где R — средний проектированный пробег ионов, ΔR — страгглинг [6,7]. Распределение низкоэнергетических ионов и мощности дозы описывается распределением Пирсона IV типа [8]. При отрицательных значениях “скошенности” (степени асимметрии распределения Пирсона) функции Φ γ удовлетворяет условиям ядра Вольтерры даже в диэлектрических слоях толщиной менее микрометра. В случае облучения диэлектриков высокоэнергетическими электронами с пробегом в сотни микрон граница между облучаемой и необлучаемой областями размыта. Кроме того, электрическое поле диэлектрика заметно влияет на пробег электронов [9]. Поэтому высокоэнергетические электроны непригодны для реализации рассматриваемого метода. Диэлектрические слои толщиной до 20–30 мкм можно зондировать низкоэнергетическими электронами аналогично работам [3,10] при разрушающем зондировании электрического поля. Однако при этом относительная ошибка определения r составляет не менее 5%.

Поскольку ядро и измеряемый сигнал, а также их первая и вторая производные являются гладкими функциями, то решения уравнений (5) и (7) являются достаточно устойчивыми. Для повышения точности расчетов могут использоваться возможности зондирования диэлектрика с различных сторон и с различным шагом изменения r .

Чувствительность метода определяется соотношением первого и второго членов в правой части уравнений (5), (7). Пусть измерительный прибор с заданной точностью позволяет регистрировать электрические токи, отличающиеся по величине на 10%, т.е. надежно регистрируется электрический ток, отличающийся на 10% от i . При незначительном изменении γ со временем из уравнения (5) следует, что минимальное среднее значение напряженности электрического поля в области $0 < x < r$ определяется из условия

$$\bar{E}_{\min}(r) = 0.1\bar{\eta}j_0 / \int_0^r \gamma(r, x) dx.$$

При заданном значении j_0 чувствительность метода зависит от материала и отличается для различных частиц. В табл. 1 приведены результаты расчетов и экспериментальные значения \bar{E}_{\min} для монокристалла фтористого лития. В данном случае для определения $\int_0^r \gamma(r, x) dx$ проводилось измерение $\gamma(r, 0)$, когда толщина образцов была много меньше пробега электронов с энергией в интервале значений 0.6–1.0 МэВ, протонами 6–10 МэВ и альфа-частицами 15–28 МэВ.

Функция $\gamma(r, x)$ определялась из условия [11]

$$\frac{\gamma(r, x)}{\gamma(r, 0)} = \left[\frac{\Phi(x)}{\Phi(0)} \right]^\Delta,$$

где $\Delta = 0.88$ [5].

Таблица 1. Значения \bar{E}_{\min} в В/см при зондировании LiF различными частицами, $j_0 = 8 \cdot 10^{-10}$ А/см²

Частицы	Пробег, мкм					
	1	10	100	500	1000	5000
Электроны		400	1500	3400 (3620)	4300 (4450)	4400
^1_1H	4.6	70 (90)	210 (250)	440 (520)	660	1300
^4_2He	1.5	17 (25)	50 (60)	110	160	320

Примечание. В скобках экспериментальные результаты.

Для электронов с пробегом 1 и 10 мкм функция $\Phi(x)$ точно неизвестна и величина γ считалась постоянной в облучаемой части образца.

Чувствительность метода при облучении образцов протонами значительно выше, чем при электронном облучении (табл. 1). Увеличение чувствительности с увеличением массы ионов обусловлено увеличением удельных ионизационных потерь энергии и γ . При облучении образца LiF ионами $^{14}_6\text{C}$ с энергией 12 МэВ, когда $R \sim 10$ мкм, чувствительность метода примерно в 20 раз больше, чем при облучении протонами. При увеличении j_0 чувствительность метода падает. Однако это уменьшение незначительно (табл. 2), так как γ является степенной функцией j_0 , а показатель степенной функции для большинства диэлектриков находится в пределах значений 0.8–1.0 [11].

Разрешающая способность метода зависит от возможности дискретизации пробега частиц и точности определения r . Для случая облучения диэлектриков легкими ионами разрешающая способность составляет менее микрометра.

Устройство реализации метода, позволяющее изменять пробеги ионов и автоматически регистрировать токи в образцах, описано в нашей работе [3]. Проверка метода производилась при зондировании образцов монокристалла LiF, керамики МК (99.3% Al_2O_3), керамики СНП (SiO_2 — 53.0%, MgO — 27%, BaO — 11.4%, ZnO — 5.4%), полиметилметакрилата и алюмофосфатного стекла САФ (Al_2O_3 — 75%, P_2O_5 — 25%) с приложенным от внешнего источника напряжением. Образцы зондировались протонами, ионами ^3_2He (LiF, МК), α -частицами (LiF,

Таблица 2. Значения \bar{E}_{\min} в В/см для некоторых диэлектриков при зондировании их протонами с энергией 1 МэВ и указанными j_0 (экспериментальные результаты)

Материал	j_0 , А/м ²		
	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$
LiF	95	140	210
ГБ=7	240	290	360
MgO	26	26	26
ПММА	530	780	1160

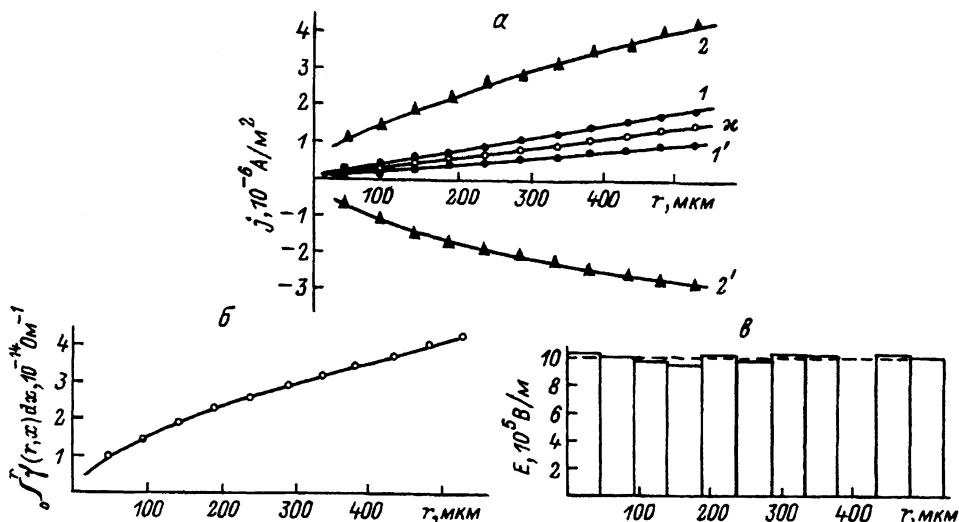


Рис. 2. Зондирование электрического поля в образце LiF, заданного от внешнего источника.

$h=10 \text{ мм}$, $j_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ A/m}^2$; а: 1,1' — значения плотностей токов в образце при $V^r/h = 10^5 \text{ В/м}$; 2,2' — $V^r/h = 10^6 \text{ В/м}$; 1,2 — направление вектора напряженности электрического поля совпадает с направлением оси x ; 1',2' — противоположно;

б — $\int_0^r \gamma(r,x) dx = (j^r - \kappa)h^2/V^r$, $V^r = 10^6 \text{ В/м}$; в — гистограмма напряженности электрического поля, полученная из решения уравнения (5) при $E = 10^6 \text{ В/м}$ с использованием результатов измерения κ и $\int_0^r \gamma(r,x) dx$ на рис. 2, а, б; пунктир — заданные значения.

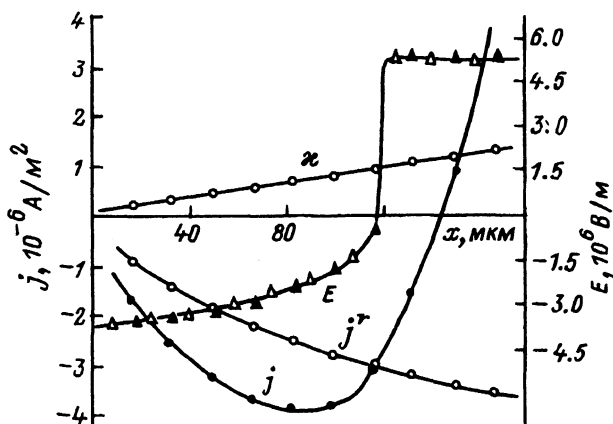


Рис. 3. Результаты зондирования образца керамики СНЦ ионами ${}^3_2\text{He}$ через 4 ч после облучения в течение 1 мин протонами с энергией 4.2 МэВ и плотностью тока $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ A/m}^2$.

$h=180 \text{ мкм}$; Δ — значения E , полученные рассматриваемым методом; \blacktriangle — описанным в работе [3] методом.

САФ, СНЦ). Результаты определения E отличаются от заданных от внешнего источника значений менее чем на 10%. Результаты зондирования образца LiF протонами показаны на рис. 2. Экспериментальные точки на кривых приведены при значениях r , которые соответствуют пробегу протонов в образце, предварительно прошедших мишень из набора алюминиевых фольг толщиной по 50 мкм. Увеличение r обеспечивалось последовательным уменьшением толщины поглотителя на 50 мкм. Изменение γ со временем в процессе облучения LiF незначительно. Изменение γ с координатой определялось по результатам измерения j^r в образцах с приложенным к ним напряжением V^r (рис. 2, б). Результаты численного расчета E по формуле (5) (рис. 2, в) отличаются от заданных от внешнего источника значений E ($E = V/h$) менее чем на 5%.

Пример использования метода показан на рис. 3. Образец электротехнической керамики СНЦ электризовался облучением протонами, затем зондировался ионами ${}^3_2\text{He}$. Пробег ионов ${}^3_2\text{He}$ в образце дискретно увеличивался при уменьшении толщины поглотителя из алюминия на 24 мкм. При последовательном зондировании образцов 7 раз результаты измерений отличались в пределах 3%. Результаты определения E описанным в работе [3] разрушающим методом отличаются от полученных предложенным методом менее чем на 10% (рис. 3).

Список литературы

- [1] *Электреты* / Под ред. Г. Сесслера. М.: Мир, 1983. 487 с.
- [2] Gross B., Sessler G.M., West J.E. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 7. P. 2841-2851.
- [3] Боев С.Г., Падерин В.А. // ПТЭ. 1987. № 5. С. 191-194.
- [4] Боев С.Г., Падерин В.А. // Изв. вузов. Физика. 1987. № 5. С. 75-79.
- [5] Боев С.Г. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 2. С. 49-57.
- [6] Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.
- [7] Janni J.E. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1982. Vol. 27. N 2/3.
- [8] Комаров Ф.Ф., Куматов М.А., Темкин М.М., Буренков А.Ф. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [9] Gross B., Nablo S.V. // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 5. P. 2272-2275.
- [10] Sessler G.M., West J.E., Seggern H. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 6. P. 4320-4327.
- [11] Тютчев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С. Электрические явления при облучении полимеров. М.: Энергоатомиздат, 1985. 176 с.

Научно-исследовательский институт
высоких напряжений при Томском
политехническом институте им. С.М. Кирова

Поступило в Редакцию
3 января 1990 г.
В окончательной редакции
28 октября 1993 г.