

**Ryszard KACPRZYK** 

# METODY POMIARÓW W ELEKTROSTATYCE



)ficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej



**Ryszard Kacprzyk** 

## Metody pomiarów w elektrostatyce



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej Wrocław 2013

NS 166733

Recenzenci Anatol JAWOREK Michał LISOWSKI

Opracowanie redakcyjne Katarzyna SOSNOWSKA

Korekta Agnieszka ŚCIEPURO

Projekt okładki Marcin ZAWADZKI



37193764

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część niniejszej książki, zarówno w całości, jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny, fotograficzny i inny bez zgody wydawcy i właściciela praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2013

OFICYNA WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław http://www.oficyna.pwr.wroc.pl e-mail: oficwyd@pwr.wroc.pl zamawianie.ksiazek@pwr.wroc.pl

ISBN 978-83-7493-771-9

Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 562/2013.

Alle 2013/06 CALL

### Spis treści

1.	Wstęp Literatura	7 11
2.	Specyfika pomiarów w elektrostatyce         2.1. Wprowadzenie         2.2. Obiekty z ciągłą elektryzacją         2.3. Obiekty ze stałym ładunkiem         2.4. Wielkości mierzone         2.4.1. Ładunek całkowity         2.4.2. Efektywna gęstość ładunku powierzchniowego         2.4.3. Szybkość zaniku ładunku	13 13 13 15 17 19 20
	Literatura	23
3.	<ul> <li>Pomiary ładunku całkowitego</li></ul>	25 25 26 31 32 38 39
4.	Pomiary efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego.4.1. Wprowadzenie4.2. Metoda indukcji elektrycznej.4.3. Metoda podnoszonej elektrody4.4. Metoda ze szczeliną powietrzną4.5. Metoda sondy wibracyjnej.4.6. Metoda kompensacyjna z sondą wibracyjną.4.7. Pomiary gęstości ładunku za pomocą miernika natężenia pola4.8. Układy do pomiaru gęstości ładunku z autokompensacją4.9. Problemy związane z pomiarem gęstości ładunku na taśmach w ruchuDodatekLiteratura	41 41 44 46 48 52 54 57 57 59 61
5.	Badania rozkładu ładunku powierzchniowego.         5.1. Wprowadzenie         5.2. Sondy indukcyjne bez przetwarzania.         5.3. Sondy indukcyjne z przetwarzaniem         5.4. Metoda impulsu ciśnienia         5.5. Metoda okresowego nagrzewania.         Literatura	63 63 65 67 70 73 78

6.	Pomiary potencjału oraz napięcia
	6.1. Wprowadzenie
	6.2. Kontaktowe metody pomiaru napięcia
	6.2.1. Woltomierze elektrostatyczne
	6.2.2. Woltomierze elektrometryczne (elektroniczne)
	6.3. Bezkontaktowe metody pomiaru potencjału i napięcia obiektów przewodzących
	6.3.1. Bezpośrednie pomiary potencjału i napięcia na obiektach przewodzących
	6.3.2. Kompensacyjne pomiary potencjału i napięcia obiektów przewodzących
	6.3.3. Woltomierze do pomiarów bezkontaktowych
	6.4. Pomiary potencjału obiektów nieprzewodzących
	6.4.1. Potencjał i napięcie na obiekcie z jednorodnym rozkładem ładunku
	6.4.2. Pomiar potencjału i jego rozkładu metodą bezpośrednią
	6.4.3. Pomiar potencjału i jego rozkładu metodą kompensacyjną 1
	6.5. Uwagi końcowe 1
	Literatura 1
7.	Pomiary natężenia pola elektrycznego 1
	7.1. Wprowadzenie 1
	7.2. Pole elektryczne w otoczeniu powierzchni przewodzącej 1
	7.3. Indukcyjne mierniki natężenia pola elektrycznego bez przetwarzania 1
	7.3.1. Zasada działania indukcyjnego miernika natężenia pola 1
	7.3.2. Dryft wskazań 1
	7.3.3. Dryft zera spowodowany skończoną wartością prądu wejściowego 1
	7.3.4. Kompensacja prądu wejściowego wzmacniacza 1
	7.3.5. Wpływ prądów jonowych atmosfery 1
	7.3.6. Mierniki pól z układami próbkującymi 1
	7.4. Metody indukcyjne z przetwarzaniem 1
	7.4.1. Młynek polowy 1
	7.4.2. Młynek polowy z detekcją fazową 1
	7.4.3. Młynek polowy z pływającą przesłoną 1
	7.4.4. Młynek polowy ze stałą pojemnością przetwornika 1
	7.4.5. Cylindryczne młynki polowe 1
	7.4.6. Wibracyjne przetworniki natężenia pola 1
	7.4.7. Przykłady konstrukcji przetworników wibracyjnych 1
	7.4.8. Przetworniki wibracyjne MEMS 1
	7.4.9. Torsyjny miernik natężenia pola elektrycznego 1
	7.5. Inne metody pomiaru natężenia pola elektrycznego 1
	7.5.1. Radioizotopowe mierniki pola 1
	7.5.2. Specjalne metody pomiaru nateżenia pola 1
	7.6. Czynniki wpływające na wartość mierzonego pola 1
	7.6.1. Efekt skupiania linii sił
	7.6.2. Uśrednianie rozkładów powierzchniowych
	7.6.3. Uśrednianie rozkładów objętościowych
	7.6.4. Wpływ przewodzacego i uziemionego otoczenia
	7.6.5. Wpływ pól od innych źródeł
	7.6.6. Pomiary nateżenia pola w otoczeniu obiektów ruchomych 1
	en see and en seu transform 🖌 source 🖡 en source 👖 en seu se en se

	7.7. Uwagi ogólne dotyczące pomiaru natężenia pola	159
	Literatura	160
8.	Pomiary szybkości zaniku ładunku	163
	8.1. Wprowadzenie	163
	8.2. Badania szybkości zaniku ładunku materiałów z długimi czasami relaksacji	165
	8.2.1. Wyznaczanie czasu zaniku ładunku w warunkach izotermicznych	166
	8.2.2. Wyznaczanie czasu zaniku ładunku metodą prądów termostymulowanych	167
	8.2.3. Układ pomiarowy do badań prądów termostymulowanych (TSDC)	171
	8.2.4. Wyznaczanie czasu zaniku ładunku metodą termostymulowanego	
	ładunku (TSQ) (termostymulowanego napięcia)	173
	8.2.5. Układ pomiarowy do badania termostymulowanego ładunku (TSQ)	177
	8.2.6. Uwagi do badań procesów zaniku ładunku z długimi czasami relaksacji	179
	8.3. Badanie charakterystyk zaniku ładunku dla materiałów o średnim czasie	
	relaksacji	179
	8.3.1. Metoda wirującej próbki	179
	8.3.2. Metoda wirującej elektrody pomiarowej	185
	8.3.3. Metody z zastosowaniem mierników natężenia pola	188
	8.4. Badania na materiałach o krótkim czasie relaksacji	191
	8.4.1. Metoda okresowego próbkowania	191
	8.4.2. Metoda pomiaru napięcia dla różnych czasów opóźnienia	193
	8.4.3. Metoda okna polowego	195
	8.5. Wpływ warunków elektryzacji oraz pomiaru na charakterystyki zaniku ładunku	197
	Literatura	204
9.	Niepewność pomiarów wielkości elektrostatycznych	207
	9.1. Wprowadzenie	207
	9.2. Niepewność pomiaru ładunku nasypowego	208
	9.3. Niepewność pomiaru czasu zaniku ładunku	209
	9.4. Niepewność pomiaru napięcia obiektów ze stałym ładunkiem	212
	9.5. Niepewność pomiaru natężenia pola elektrycznego	218
	9.6. Uwagi końcowe	221
	Literatura	222

#### 1. Wstęp

Elektrostatyka, jako dziedzina fizyki, zajmuje się badaniem zjawisk zachodzących pod wpływem niezmiennych w czasie pól elektrycznych i wywołujących je ładunków elektrycznych [1.1]. Z elektrostatyką nierozerwalnie łączy się pojęcie elektryzacji statycznej. Elektryzacja statyczna obejmuje wszelkie procesy prowadzące do separacji ładunków dodatnich i ujemnych występującej między różnymi ciałami na skutek różnych procesów [1.2, 1.3].

Początki elektrostatyki łączy się z nazwiskiem greckiego filozofa i matematyka Talesa z Miletu (620–540 p.n.e.), który około roku 600 p.n.e. zaobserwował przyciąganie lekkich ciał przez potarty kawałek bursztynu [1.4].

W rozwoju elektrostatyki istotną rolę odegrał Wiliam Gilbert (1544–1603), przyrodnik i nadworny lekarz królowej Elżbiety I i króla Jakuba I. Prowadził on pionierskie badania zjawisk elektrycznych i magnetycznych. Pierwszy zbudował elektroskop używany niemal do dnia dzisiejszego. Badał proces elektryzacji tarciem, a około roku 1600 stwierdził, że właściwości podobne do bursztynu ma wiele innych ciał. Wyróżnił elektryki, tj. ciała ulegające elektryzacji tarciem, i wprowadził pojęcie elektryczności [1.5]. Zależności ilościowe w zakresie siłowych oddziaływań występujących pomiędzy ładunkami sformułował w roku 1785 Charles Augustin de Coulomb [1.4], zaś niemal współczesny kształt teorii dotyczących elektrostatyki (oddziaływań pomiędzy ładunkami i polem elektrycznym) nadali Michael Faraday i James Clerk Maxwell. Faraday wprowadził w roku 1839 pojęcie dielektryka jako ciała, przez które działają siły elektryczne (przenika pole elektryczne). Z jego nazwiskiem wiąże się pojęcie klatki Faradaya [1.6], stosowanej powszechnie do pomiaru ładunku, która działa w oparciu o prawo Gaussa, zastosowane w znanej dziś postaci przez szkockiego fizyka i matematyka J. C. Maxwella.

W historii rozwoju elektrostatyki, w tym elektrostatyki stosowanej, pojawia się wiele nazwisk uczonych pochodzących z obu półkul, bez których postęp w tej dziedzinie byłby niemożliwy. Trudno w niej pominąć udział chociażby Beniamina Franklina (1706–1790) – drukarza, uczonego, filozofa i polityka amerykańskiego, twórcy zwodów piorunowych, opatrzonych jego nazwiskiem i stosowanych do dzisiaj [1.7].

#### Rozdział 1

Przykładem ciągłego, ponadnarodowego rozwoju elektrostatyki stosowanej może być historia elektretów – trwale spolaryzowanych dielektryków. Hipotezę o możliwości wystąpienia elektretów postawił w roku 1886 Anglik Oliver Heaviside [1.8]. Pierwsze próby wytworzenia elektretów przeprowadził Marco Eguchi (Japonia) w roku 1919 [1.9]. W roku 1962 Gerhard Martin Sessler (Niemcy) i James Edward West (USA) opracowali mikrofon elektretowy [1.10], bez którego trudno sobie wyobrazić współczesną telekomunikację.

Przełom w zakresie zastosowania zjawisk elektrostatycznych w środowisku technologicznym nastąpił w połowie lat 30. XX wieku, tj. w momencie opracowania odpowiednio wydajnych źródeł wysokiego napięcia stałego. Dziś trudno sobie wyobrazić środowisko technologiczne bądź najbliższe środowisko człowieka, w którym nie byłoby wynalazków, takich jak mikrofony, kserograf, elektrofiltry czy nie znano by procesu malowania elektrostatycznego. Dla wielu współczesnych inżynierów może być zaskakujące, że takie przedmioty jak komórka, koszula, akcelerator liniowy, torebka na elementy elektroniczne, drukarka laserowa czy sztuczny zamsz mogą łączyć zagadnienia będące podmiotem działań w zakresie elektrostatyki stosowanej.

W ostatnich latach problematyka pomiarów stosowanych i rozwijanych w obszarze elektrostatyki zaczyna odgrywać istotną rolę również w elektroenergetyce i technice najwyższych napięć. Wiąże się to z rosnącym znaczeniem przesyłu energii w zakresie wielkich mocy przy napięciu stałym na poziomie 800 kV i wyższym [1.11].

Zjawisko elektryzacji statycznej, wykorzystywane w wielu procesach technologicznych czy stosowanej aparaturze, może być również przyczyną wielu problemów, poważnych incydentów czy wręcz katastrof.

Najbardziej spektakularnym przykładem negatywnego oddziaływania elektryczności statycznej pozostaje seria katastrof tankowców w końcu lat 60. [1.12]. W ciągu dwóch tygodni w roku 1969 eksplodowały tankowce: Merpessa o nośności 200 000 dwt (u wybrzeży Senegalu), Macta o nośności 160 000 dwt (kanał Mozambiku) oraz King Hakoon o nośności 160 000 dwt (Liberia). W tym samym roku eksplodowały jeszcze dwa inne tankowce. We wszystkich przypadkach do eksplozji dochodziło podczas płukania luków ładunkowych z pozostałości po transportowanej ropie naftowej. Płukanie prowadzono za pomocą działek wodnych. Przyczyną tragedii były, jak wykazały badania, niekontrolowane wyładowania elektryczne występujące w aerozolu silnie elektrycznie naładowanych kropel, utworzonym w atmosferze wybuchowej.

Pomimo wzrostu świadomości w zakresie zagrożeń, problemy z niekontrolowanymi wyładowaniami elektryczności statycznej nadal pozostają nierozwiązane. Tylko w Japonii ocenia się, że są one rocznie przyczyną ok. 90 poważnych incydentów (pożarów i eksplozji) [1.13].

Drugim poważnym impulsem, który wyzwolił zainteresowanie zagrożeniami, był raport Westinghouse Advanced Technology Laboratory, opublikowany w pierwszej połowie lat 70. XX wieku. Wykazał on katastrofalny wpływ wyładowań od elektryzacji statycznej (ESD), jakie mogą wystąpić w przemyśle elektronicznym, na tzw. uzysk w produkcji elementów scalonych o najwyższej (wówczas) skali integracji. Warto podkreślić, że niezrozumienie roli elektrostatyki doprowadziło tylko w ciągu roku

#### Wstęp

1982 (ok. 7 lat po opublikowaniu raportu) w przemyśle USA do strat na poziomie 1 miliarda USD (22% ogólnych start w przemyśle elektronicznym) [1.14]. Problem uszkodzeń od ESD narastał wraz ze wzrostem poziomu integracji oraz szybkości działania układów scalonych i przyrządów, w których je zastosowano. Analiza niewłaściwej lub ich złej pracy przeprowadzona w końcu lat 90. ubiegłego wieku wykazała, że 60–75% z nich zostało uszkodzonych na skutek szkodliwego oddziaływania ESD. Udział ten wzrasta do 90% w przypadku najnowszych technologii [1.15].

Jak wskazują powyższe przykłady, konieczność obiektywnej oceny stanu szeroko pojętego obiektu, tak w zakresie zagrożeń jakie mogą go dotyczyć, jak i oceny wyników zabiegów technologicznych (w zakresie technologii elektrostatycznych) stosowanych w trakcie jego wytwarzania, wymagają opracowania właściwych metod, technik i procedur pomiarowych.

Wspomniane grupy zagadnień wchodzą w zakres elektrostatyki stosowanej. Elektrostatyka stosowana, rozumiana jako praktyczne wykorzystanie zjawisk występujących w obszarze elektrostatyki, łączy w sobie zagrożenia oraz zastosowania. Elementem łączącym obydwie grupy zagadnień jest aspekt pomiarowy, nawiązujący do znanego określenia przypisywanego lordowi Kelvinowi (właśc. Wiliamowi Thomsonowi) [1.29]: "Jeżeli to, o czym mówisz potrafisz zmierzyć i wyrazić w liczbach – wiesz coś o tym. Jeżeli nie – twa wiedza jest mizerna". Łączący charakter pomiarów w elektrostatyce stosowanej przedstawiono schematycznie na rysunku 1.1.



Rys. 1.1. Miejsce pomiarów w elektrostatyce stosowanej

Jeden z istotnych problemów pojawiających w obszarze pomiarów w elektrostatyce wynika z wyjątkowo szerokiego zakresu wymiarów geometrycznych występujących obiektów. Wymiary mogą się zmieniać od poziomu nanometrów do kilkuset metrów czy nawet kilometrów (rys. 1.2). Przykładami najmniejszych obiektów mogą być cząstki pyłu, poddawane procesowi celowej elektryzacji w elektrofiltrze [1.16] lub aerozolu na stanowisku lakierniczym [1.17] czy zintegrowany mikrofon elektretowy [1.18]. Przykładami dużych obiektów, w których występują lub mogą wystąpić efekty zaliczane do zainteresowań elektrostatyki, mogą być silosy [1.19], urządzenia do oprysku elektrostatycznego [1.20], linie technologiczne do malowania [1.21, 1.22], akceleratory cząstek, elektrofiltry [1.24], tankowce [1.12] czy chmury burzowe [1.23].

Jakkolwiek obiektywna ocena zjawisk elektrostatycznych mogących wystąpić w obiektach, których wymiary mieszczą się w tak szerokim zakresie, wymaga zastosowania różnych metod badawczych właściwych zarówno dla badanego zjawiska, jak i obiektu, to wydaje się, że pomiarowy aspekt elektrostatyki stosowanej jest elementem łączącym ten szeroki zakres zjawisk, obiektów i problemów.

Oprócz podanych wyżej względów praktycznych pomiary w naturalny sposób odgrywają wyjątkowo istotną rolę w badaniach poznawczych. Obejmują one badania mechanizmów gromadzenia i transportu ładunku w dielektrykach stałych i ciekłych [1.25–1.27], fizykę powierzchni, modelowanie i badania rozkładów pól i wiele innych.



Rys. 1.2. Przykłady obiektów wchodzących w zakres zainteresowań elektrostatyki stosowanej: a) mikrofon elektretowy obok spinacza biurowego, b) elektrofiltr bloku elektroenergetycznego o mocy ok. 400 MW

Oprócz względów poznawczych i praktycznych, należy wymienić również element dydaktyczny, istotny zwłaszcza dla właściwej interpretacji wyników pomiarów. Dla uzasadnienia można by zacytować zdanie jednego z uznanych ekspertów w zakresie ochrony układów elektronicznych Owena J. McAteera: "Doświadczenie wskazuje, że dobrze wykształceni inżynierowie elektronicy i elektrycy, [...] mogą mieć zasadnicze problemy ze zrozumieniem występujących zjawisk elektrostatycznych, [...] że wchodząc w XXI w. tak wielu inżynierów nie rozumie zasad elektrostatyki podanych przez Gilberta, Franklina czy Faradaya w XVI, XVIII czy XIX w." [1.28].

Warto zaznaczyć, że obserwowane obecnie w Polsce przezbrajanie przemysłu w kierunku nowoczesnych, energooszczędnych technologii może również w wielu wypadkach wymagać podwyższenia poziomu wiedzy metrologicznej w zakresie elektrostatyki w celu oceny zagrożeń oraz kontroli procesów technologicznych czy jakości produktów.

Wymienione problemy powodują, że pomiary w zakresie elektrostatyki są zagadnieniem żywym i ciągle poszerzanym. Świadczy o tym chociażby znaczna liczba prac poświęconych tej tematyce, prezentowanych zarówno na prestiżowych konferencjach i sympozjach o zasięgu światowym, takich jak Electrostatics, ISE (International Symposium on Electrets), IEEE-IAS (Industry Applications Society) czy (ICAE) International Conference on Applied Electrostatics, jak również wielu innych, sympozjach regionalnych.

#### Literatura

- [1.1] Nowa Encyklopedia Powszechna, PWN, Warszawa, 1995.
- [1.2] LOEB L. B., Static Electrification, Springer Verlag, Berlin, 1958.
- [1.3] Encyklopedia fizyki, T.1, PWN, Warszawa, 1972.
- [1.4] WRÓBLEWSKI A.K., Historia fizyki od czasów najdawniejszych do współczesności, PWN, Warszawa, 2007.
- [1.5] CHAPMAN S., William Gilbert and the Science of his Time, Nature, Vol. 154, No. 3900, 1944, 132–136.
- [1.6] FARADAY M., On static Electrical Inductive Action, Phil. Mag. and J. of Science, Vol. XXII, London, 1843, 200–203.
- [1.7] COHEN I. B., Benjamin Franklin's Experiments, Harvard University Press, 1941.
- [1.8] HAVISIDE O., Electrization and Electrification, Natural Electrets, Electrical Papers, Macmillan, London, 1982, 1, 488.
- [1.9] EGUCI M., On Dielectric Polarization, Proc. Phys.-Mat. Soc. Japan, Vol. 1, 1919, 326.
- [1.10] SESSLER G.M., WEST J.E., Self-Biased Condenser Microphone with high capacitance, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 34, 1962, 1787.
- [1.11] ASTROEM U., LESCALE V., Verification of equipment for 800 kV HVDC, ABB Power Technologies, SE-771 80 Ludvika, Sweden, urban.astrom@se.abb.com
- [1.12] MAKIN B., Static Electrification in Supertankers, Phys. in Technology, 1975, 109–116.
- [1.13] NIFUKU M., Fundamentals of Dust Explosions and ways to prevent the Explosion Accidents, Referat. Instytut Techniki Cieplnej i Mechaniki Płynów, Politechnika Wrocławska, 22 kwietnia, 2008, Wrocław.
- [1.14] CASTLE G.S.P., *Electrostatic problems in the electronics industry*, Electrostatics, Summer School, Dept. of Electrical Eng., Univ. of Southampton, Sept. 1988.
- [1.15] NAMAGUCHI T., UCHIDA H., EOS/ESD Symposium EOS-20, 1998, 245-251.
- [1.16] WHITE H. J., Industrial Electrostatic Precipitation, Pergamon Press, Oxford, 1963.
- [1.17] HUGHES J. F., Fundamental Principles of Charging of Powders and Liquids, 6<sup>th</sup> Int. Symp. on Theory and Trends in Electrostatic Coating Technology, 28–29<sup>th</sup> June, Univ. of Southampton, England, 1990 1–11.
- [1.18] SHELLIN R., HESS G., KRESSMANN R., WASSMUTH P., Micromachined silicon subminiaturte microphones with piezoelectric P(VDF/TRFE)-layers and silicon-nitride-membranes, Proc. 8<sup>th</sup> Int. Symp. on Electrets, 7–9<sup>th</sup> Sept., Paris, 1994, 1004–1009.
- [1.19] GLOR M., SCHWANZFEUER K., Occurence of Cone Discharges in Production Silos, J. Electrostatics, Vol. 40–41, 1997, 511–516.
- [1.20] LAW S. E., Electrostatic Pesticide Spraying: Concepts and Practice, IEEE Trans. Industry Appl., Vol. IA–19, No. 2, 1983, 160–168.
- [1.21] KLEBER W., Study of Liquid Atomization in Electrostatic Fields and its Technological Application, Mat. Konf. "Elstat-80", Zakopane, 1980, 107–118.
- [1.22] GAJEWSKI A., Procesy i technologie elektrostatyczne, PWN, Warszawa-Kraków, 2000.
- [1.23] CHALMERS J. A., Atmospheric Electricity, 2<sup>nd</sup> Ed. Pergamon, Oxford, 1967.

#### Rozdział 1

- [1.24] LUTYŃSKI J., Elektrostatyczne odpylanie gazów, WNT, Warszawa, 1965.
- [1.25] KACPRZYK R., Wybrane zagadnienia badań ladunku i jego zaniku w dielektrykach stałych, Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej Nr 41, Seria: Monografie Nr 14, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2004.
- [1.26] MOTYL E., Ładunek przestrzenny w dielektrykach stałych. Analiza metod pomiarowych. Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej Nr 35, Seria: Monografie Nr 13, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2000.
- [1.27] LAMPERT M., MARK P., Current Injection in Solids, Academic Press, N.Y., 1970.
- [1.28] McATEER O. J., Electrostatic Discharge Control, McGrow-Hill Publishing Comp. N.Y., 1989.
- [1.29] MARI L., Epistemological Fundations of Measurement. IMEKO TC7 Symp. Measurement Science of the Information Era, June 25–27, Cracow, Poland, 2002, 12–20.

12

#### 2. Specyfika pomiarów w elektrostatyce

#### 2.1. Wprowadzenie

Pomiary w elektrostatyce stosowanej cechuje specyfika zarówno w odniesieniu do badanych obiektów, będących źródłem pól, jak i wielkości mierzonych. Termin *elektrostatyka* odnosi się do sytuacji, w której badany ładunek lub wielkości z nim związane pozostają stałe podczas procesu pomiaru. Brak czasowych zmian ładunku można zaobserwować również w sytuacjach dynamicznych, gdy jest on w stanie ustalonym w procesie ciągłej elektryzacji obiektu. Obiekty można zatem podzielić na te, w których ładunek pozostaje stały w warunkach statycznych, jak i te, w których pozostaje stały w warunkach dynamicznych.

Specyfika mierzonych wielkości zależy również od obiektu i procesu jego elektryzacji. W przypadku obiektów ze stałym ładunkiem w stanie statycznym, ładunek podczas pomiaru pozostaje stały. Wielkości związane z ładunkiem, takie jak potencjał obiektu czy natężenie pola w jego otoczeniu, mogą ulegać zmianom w zależności od stosowanych metod, procedur czy przyrządów pomiarowych. W przypadku obiektów elektryzowanych w sposób ciągły wielkością, opisującą intensywność procesu jest zwykle wartość prądu elektryzacji.

#### 2.2. Obiekty z ciągłą elektryzacją

W procesach przemysłowych o charakterze ciągłym, jak np. przewijanie wszelkiego typu taśm z materiałów nieprzewodzących, w transporcie pneumatycznym itp., elektryzacja, jako proces segregacji ładunku elektrycznego ma również charakter ciągły. Do opisu izolowanego od ziemi obiektu przewodzącego oraz procesu elektryzacji można wykorzystać model, dla którego układ zastępczy przedstawiono na rysunku 2.1.





Rys. 2.1. Schemat układu zastępczego obiektu o skończonej rezystancji upływu i ciągłej elektryzacji

Układ zastępczy zawiera źródło prądowe o wydajności  $I_C$  charakteryzujące proces ciągłej elektryzacji obiektu o pojemności własnej  $C_O$  oraz rezystancji upływu  $R_u$ . Źródło prądowe może tworzyć np. ładunek niesiony przez cząstki pyłu w wyniku ich pneumatycznego transportu, ładunek przemieszczający się w strumieniu przepływającej cieczy czy też ładunek na przemieszczającej się, nieprzewodzącej taśmie. Uruchomienie procesu elektryzacji (włączenie źródła prądowego o wydajności  $I_C$ ) prowadzi (w przypadku braku wyładowań elektrycznych pomiędzy obiektem a uziemionym otoczeniem) do ładowania pojemności  $C_O$ , na której napięcie U przyjmuje w stanie ustalonym wartość określoną zależnością:

$$U = I_C R_u . (2.1)$$

Stałą czasu procesu ładowania  $\tau$  określa zależność:

$$\tau = C_O R_u \,. \tag{2.2}$$

Energię  $W_s$  zgromadzoną na pojemności  $C_o$  w stanie ustalonym określa zależność:

$$W_s = \frac{1}{2}C_O U^2 = \frac{1}{2}C_O I_C^2 R_u^2.$$
(2.3)

Wartość zgromadzonej energii (istotną np. przy ocenie zagrożenia) można wyznaczyć na podstawie pomiaru pojemności  $C_0$  oraz napięcia U. Ze względu na skończoną rezystancję upływu  $R_u$  pomiar napięcia U można wykonać za pomocą woltomierza elektrostatycznego, którego rezystancja wewnętrzna  $R_V$  oraz pojemność wejściowa  $C_V$ spełniają warunki:

$$R_V \gg R_u \,, \tag{2.4}$$

$$C_V \ll C_O \tag{2.5}$$

lub metodą bezkontaktową. W przypadku stosowania woltomierza bezkontaktowego może pojawić się jedynie problem ze spełnieniem warunku (2.5). Ponieważ rezystancja upływu obiektu  $R_u$  może się zmieniać w warunkach eksploatacji w szerokich granicach, należy oczekiwać, że również napięcie U oraz zgromadzona na nim energia  $W_s$ będą ulegać zmianom. Wielkością charakteryzującą proces elektryzacji jest prąd  $I_C$ . Wartość prądu  $I_C$ , która w nielicznych przypadkach przekracza poziom 10 µA, można zmierzyć doraźnie, włączając w obwód (pomiędzy obiekt i uziemienie) odpowiednio czuły amperomierz. Ponieważ wymiana ładunku pomiędzy cząsteczkami (cieczy) a ścianką rurociągu (duktu) jest wrażliwa na zmiany właściwości materiałów oraz środowiska (atmosfery), w której ma miejsce, wartość prądu  $I_C$  będzie również od nich zależeć. W szczególnych przypadkach może zaistnieć potrzeba monitoringu prądu  $I_C$ .

#### 2.3. Obiekty ze stałym ładunkiem

Bardzo istotnym ze względu na problemy występujące w praktyce, jest model obiektu ze stałym ładunkiem. Rozważmy całkowicie odizolowany od ziemi obiekt przewodzący, ograniczony powierzchnią S, posiadający ładunek Q na pojemności własnej równej  $C_0$ , oraz napięcie w stosunku do ziemi (potencjał) równe U (rys. 2.2). Jako pojemność własną obiektu  $C_0$  rozumie się jego pojemność do uziemionego otoczenia. Dla obiektu idealnego (nieskończenie wysoka rezystancja upływu  $R_u$ ):



Rys. 2.2. Model idealnego obiektu ze stałym ładunkiem

Energia W zgromadzona w polu elektrycznym otaczającym obiekt ze stałym ładunkiem, utożsamiana z energią zgromadzoną na jego pojemności własnej  $C_o$ , jest jednoznacznie związana z jego potencjałem zależnością:

$$W = \frac{1}{2}QU = \frac{1}{2C_0}Q^2.$$
 (2.7)

Zależność (2.7) wskazuje, że zmiany potencjału obiektu, przy utrzymaniu stałego ładunku Q, będą powodowały zmiany jego energii (pierwsza część wzoru) i są związane ze zmianą jego pojemności (druga część wzoru).

W obiektach rzeczywistych przedstawionych na rysunku 2.3., dla których rezystancja upływu  $R_u$  ma wartość skończoną, zgromadzony na nich ładunek Q = Q(t) zanika w funkcji czasu jego magazynowania t, co prowadzi do zaniku napięcia U(t) oraz rozpraszania zgromadzonej energii W. W przypadku wykładniczego zaniku ładunku jego czasowe zmiany opisuje wyrażenie:

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),\tag{2.8}$$

w którym  $Q_0$  jest wartością ładunku Q w momencie zakończenia procesu elektryzacji. Wykładniczej zmianie ładunku towarzyszy wykładnicza zmiana napięcia U(t):

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),\tag{2.9}$$

gdzie  $U_0$  jest wartością napięcia U w momencie zakończenia procesu elektryzacji.



Rys. 2.3. Model rzeczywistego obiektu z ładunkiem Q(t), zanikającym na skutek skończonej rezystaneji upływu  $R_u$ 

Przebieg krzywych Q(t) oraz U(t) przedstawiono na rysunku 2.4. Szybkość zaniku ładunku (przy zaniku przebiegającym zgodnie z funkcją wykładniczą) można scharakteryzować za pomocą stałej czasu  $\tau$  określonej zależnością (2.2).



Rys. 2.4. Zanik ładunku Q(t) oraz napięcia U(t) na obiekcie ze skończoną rezystancją upływu  $R_u$ ;  $t_0$  – czas pomiaru

Przy pomiarach potencjału elektrod umieszczonych na próbkach dielektryków w sposób tworzący kondensatory pomiarowe (stosowane przy pomiarach czasu zaniku

ładunku, rezystancji upływu oraz rezystywności), stałą czasu  $\tau$  można wyznaczyć z zależności:

$$\tau = \tau_M = \varepsilon_r \varepsilon_0 \rho_v \,, \tag{2.10}$$

gdzie  $\rho_{\nu}$  jest rezystywnością skrośną materiału próbki,  $\varepsilon_r$  – jego względną przenikalnością elektryczną,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F/m – stałą fizyczną.

Stała czasu zaniku ładunku wyznaczona z zależności (2.10) jest tzw. makswellowską stałą czasu  $\tau_M$ .

W przypadku, kiedy czas obserwacji zjawiska lub pomiaru stanu naładowania obiektu  $t_0$  (rys. 2.4) spełnia warunek:

$$t_0 \ll \tau_M, \tag{2.11}$$

obiekt badany można uważać za obiekt ze stałym ładunkiem.

Ze względu na wysoką wartość rezystywności  $\rho_v$  obecnie stosowanych materiałów nieprzewodzących (termoplasty), stała czasu  $\tau$  (bądź  $\tau_M$ ) jest dla większości obiektów zwykle na poziomie od kilkudziesięciu minut do kilkuset lat. Uzasadnia to traktowanie obiektów rzeczywistych podczas pomiaru jako obiektów ze stałym ładunkiem.

#### 2.4. Wielkości mierzone

Za wielkości charakteryzujące właściwości elektrostatyczne uważa się te, które mniej lub bardziej dokładnie opisują możliwość nabywania, gromadzenia i transportu ładunku przez szeroko rozumiany obiekt. Obiektem może być instalacja bądź urządzenie przemysłowe, urządzenie powszechnego użytku, pojedyncze elementy układów i systemów, jak i materiały czy środowisko.

Wielkościami opisującymi stan naładowania obiektu są:

- natężenie pola elektrycznego w obiekcie i jego otoczeniu E [V/m],
- potencjał i napięcie obiektu lub napięcie zastępcze, oznaczane odpowiednio U, Uz
   [V],
- ładunek zgromadzony na obiekcie Q [C].

Problematykę pomiarów natężeniu pola przedstawiono w rozdziale 7, zaś pomiarów potencjału i napięcia elektrycznego na obiektach o ekstremalnie wysokiej rezystancji wewnętrznej w rozdziale 6.

W układach z ciągłym procesem elektryzacji jego intensywność określa się wartością prądu  $I_C$  [A] lub gęstości prądu  $j_C$  [A/m<sup>2</sup>] (np. w pneumatycznym transporcie cząstek materiałów stałych).

Pojęcia ładunku elektrycznego, potencjału, napięcia oraz natężenia pola elektrycznego należą do pojęć podstawowych, a ich definicje podane są w ogólnie dostępnej literaturze [2.1–2.5].

Zasadniczą część obiektów stanowiących przedmiot zainteresowania w dziedzinie elektrostatyki stosowanej stanowią obiekty ze stałym ładunkiem. Ponieważ potencjał obiektu (2.3), jak i natężenie pola w jego otoczeniu zależą od samego otoczenia (w sensie wartości oraz zmian pojemności własnej obiektu  $C_O$ ), znajomość zgromadzonego ładunku ma znaczenie podstawowe dla opisu stanu jego naładowania.

Należy podkreślić, że powyższa cecha odróżnia w zasadniczy sposób obiekty ze stałym ładunkiem od obiektów ze stałym potencjałem lub znajdujących się pod stałym napięciem. Ostatnie z wymienionych obiektów stanowią zwykle przedmiot zainteresowań elektrotechniki i elektroniki.

W przypadku obiektów ze stałym ładunkiem zgromadzony ładunek może być rozmieszczony i opisany w różny sposób. Stan naładowania opisują wielkości:

- ładunek całkowity Q [C] lub ładunek nasypowy (ładunek właściwy) (Q/m) [C/kg], średnia przestrzenna gęstość ładunku (Q/v) [C/m<sup>3</sup>],
- efektywna gęstość ładunku powierzchniowego q<sub>s</sub> [C/m<sup>2</sup>],
- rozkład (efektywnej) gęstości ładunku powierzchniowego  $q_s(x, y)$ ,
- położenie "środka ciężkości" ładunku [m] (położenie "centroidu"),
- rozkład ładunku przestrzennego  $q_v(x, y, z)$  [C/m<sup>3</sup>].

Można przyjąć, że przytoczone wyżej wielkości charakteryzują stan naładowania obiektu (próbki dielektryka) ze wzrastającą precyzją opisu.

W przypadku elektrostatyki stosowanej stan naładowania opisuje się najczęściej za pomocą pojęć: ładunek całkowity oraz efektywna gęstość ładunku powierzchniowego. Oba pojęcia zostały zdefiniowane w punktach 2.4.1 oraz 2.4.2, zaś techniki ich pomiaru przedstawiono w rozdziałach 3 i 4.

Pomiary rozkładów ładunku powierzchniowego oraz przestrzennego należą do badań specjalistycznych i są przedmiotem zainteresowań szeroko pojętej fizyki dielektryków. Opracowane metody badawcze [2.6–2.9] umożliwiają obecnie wyznaczanie rozkładów powierzchniowych ładunku na obiektach o dowolnych rozmiarach, zaś w przypadku rozkładów przestrzennych, głównie na obiektach w formie płaskorównoległych próbek, których grubość nie przekracza zwykle 1 mm. Wyniki pomiarów są stosowane w badaniach roli ładunku przestrzennego w izolacji wysokonapięciowej, technologii elektretów, jak również w badaniach mechanizmów fizycznych zjawisk zachodzących w dielektrykach (starzenie, drzewienie itp.). Ze względu na rosnące zainteresowanie badaniami rozkładu efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego od strony ich praktycznych zastosowań (badania równomierności procesu elektryzacji elektretów, badania rozkładu ciśnienia itp.) zagadnieniu temu poświęcono rozdział 5.

W przypadku obiektów rzeczywistych wartości wymienionych wyżej wielkości, czy parametrów ulegają zmianom w funkcji czasu, tj. czasu przechowywania, eksploatacji itd. Badane obiekty wykonane są w całości lub zawierają elementy z materiałów nieprzewodzących lub słabo przewodzących. Ze względu na różnorodne zastosowania materiałów i stawiane im wymagania zaistniała potrzeba scharakteryzowania szybkości zmian ładunku. Proces zaniku ładunku, jak i wielkości z nim związanych, opisuje w pełni charakterystyka przedstawiona na rysunku 2.4. Proces zaniku, jak i materiał, w którym on występuje, można w pierwszym przybliżeniu scharakteryzować parametrem czasowym. W przypadku szczególnym, tj. dla zaniku wykładniczego, parametrem czasowym jest stała czasu  $\tau$ . Ponieważ zanik ładunku występuje zwykle według innej zależności niż wykładnicza, wprowadzono parametr zwany czasem półzaniku  $t_{0.5}$ , zdefiniowanym w punkcie 2.4.3. Techniki pomiaru szybkości zaniku ładunku w szerokim zakresie czasów przedstawiono w rozdziale 8.

Modele obiektu rzeczywistego (rozumianego jako przewodzącego, izolowanego od ziemi) (rys. 2.1 i 2.3) wskazują, że parametrami wpływającymi w zasadniczy sposób na wartość występującego na nim napięcia U są również rezystancja upływu  $R_u$  oraz jego pojemność do uziemionego otoczenia  $C_0$ .

Problematyce pomiarów dużych rezystancji (rezystancji upływu, a w przypadku materiałów rezystywności skrośnej  $\rho_v$  i powierzchniowej  $\rho_s$ ) związanych z koniecznością pomiarów małych i bardzo małych prądów, poświęcono wiele prac i publikacji [np. 2.10–2.15], jak i opracowań normatywnych [np. 2.16–2.18]. Z tego względu została ona pominięta w tej książce.

Metody, zasady i techniki pomiarów pojemności różnych obiektów (w przypadku materiałów - przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$ ) opisano również w wielu dostępnych publikacjach [np. 2.10, 2.19–2.21]. Wartość pojemności obiektu, zwłaszcza w sytuacji, gdy energia gromadzona jest w polu elektrycznym w dielektryku stałym lub ciekłym, może znacznie odbiegać od wartości zmierzonej przy wysokiej częstotliwości. Ponieważ zjawiska elektrostatyczne łączą się nierozerwalnie z procesami wolnorelaksacyjnymi, pomiar pojemności przyrządem pracującym na częstotliwości np. 1 kHz (stosowana powszechnie w aparaturze do doraźnych pomiarów pojemności elektrycznej) może dać wynik znacznie odbiegający od wartości pojemności  $C_o$  występującej w modelu opisującym proces. Wynika to z faktu, iż przenikalność elektryczna materiałów dielektrycznych jest nierosnącą funkcją częstotliwości.

Bardzo istotnymi wielkościami, których pomiar jest niezbędny przy opisie zjawisk elektrostatycznych, są wielkości charakteryzujące warunki środowiskowe. Do tych podstawowych należą temperatura *T*, wilgotność względna atmosfery (powietrza) *h*, a w niektórych wypadkach również koncentracja jonów  $n_i$ . Pomiary wymienionych wielkości są dobrze znane, a opis stosowanych metod pomiaru można znaleźć w bogatej literaturze [np. 2.22–2.25]. Temperatura i wilgotność mogą mieć zasadniczy wpływ na rezystywność skrośną  $\rho_v$  i powierzchniową  $\rho_s$  stałych materiałów dielektrycznych (zwłaszcza hydrofilnych), określając tym samym również wartość rezystancji upływu  $R_u$ , jak i szybkość zaniku ładunku lub charakteryzujący ją parametr czasowy (stałą czasu  $\tau$  czy czas półzaniku  $t_{0,5}$ ).

#### 2.4.1. Ladunek całkowity

Ładunek całkowity Q jest sumarycznym ładunkiem zgromadzonym na powierzchni i w objętości badanego obiektu. Opisuje go zależność:

$$Q = \int_{A} q_{ss} ds + \int_{V} q_{v} dv , \qquad (2.12)$$

w której  $q_{ss}$  jest gęstością ładunku powierzchniowego [C/m<sup>2</sup>] na powierzchni A ograniczającej obiekt,  $q_v$  – gęstością ładunku przestrzennego [C/m<sup>3</sup>] zgromadzonego w objętości obiektu V. Ładunek całkowity, zgodnie z zależnością (2.12), nie zależy od sposobu jego rozłożenia w obiekcie.

#### 2.4.2. Efektywna gęstość ładunku powierzchniowego

Bardzo istotne jest pojęcie efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego. Dotyczy ono w szczególności obiektów nieprzewodzących, w których mogą istnieć źródła pola o różnej naturze. Efektywna gęstość ładunku powierzchniowego  $q_s$  jest sumą składowych, czyli:

$$q_{s} = q_{ss} - p + q'_{s}, \tag{2.13}$$

gdzie  $q_{ss}$  jest gęstością rzeczywistego ładunku powierzchniowego, p – gęstością ładunku polaryzacyjnego (od polaryzacji wolno-relaksacyjnej),  $q'_s$  – momentem ładunku przestrzennego względem badanej powierzchni (tzw. "rzut" lub "projekcja" ładunku przestrzennego na daną powierzchnię [2.8]) (rys. 2.5a–c). Zakładając jednowymiarowy rozkład ładunku przestrzennego  $q_v(x)$ , można, dla płasko-równoległej próbki dielektryka o grubości  $d = x_B - x_A$ , określić dwie gęstości  $q'_{sA}$  i  $q'_{sB}$ . Gęstości te, zależne od strony próbki odpowiednio: A o współrzędnej  $x_A$  i B o współrzędnej  $x_B$  można wyznaczyć korzystając z zależności [2.8]:

$$q'_{sA} = \frac{1}{x_B - x_A} \int_{x_A}^{x_B} (x_B - x) q_v(x) dx, \qquad (2.14a)$$

$$q'_{sB} = \frac{1}{x_B - x_A} \int_{x_A}^{x_B} x q_v(x) dx .$$
 (2.14b)

Wszystkie składowe w wyrażeniach (2.14a i b) mogą przyjmować różne wartości w zależności od strony próbki. Zakładając, w pierwszym przybliżeniu jednorodny rozkład powierzchniowy ładunku  $q_s$ , można dla naładowanej, płasko-równoległej próbki dielektryka wyróżnić dwie gęstości  $q_{sA}$  i  $q_{sB}$ , dla stron odpowiednio A i B.

Efektywną gęstość ładunku powierzchniowego po stronie próbki A określa zależność:

$$q_{sA} = q_{ssA} - p + q_{sA}^{*}, (2.15)$$

przy czym:

$$q_{ssA} = \lim_{x \to x_A} q_v(x) dx .$$
(2.16)

Podobnie można napisać dla strony B:

$$q_{sB} = q_{ssB} - p + q'_{sB}, (2.17)$$

$$q_{ssB} = \lim_{x \to x_B} q_v(x) dx \,. \tag{2.18}$$



Rys. 2.5. Źródła pola elektrycznego w próbce i jej otoczeniu po odłączeniu źródeł zewnętrznych: a) ładunek powierzchniowy  $q_{ss}$  w formie warstwy jonów, b) ładunek polaryzacyjny p, c) momenty ładunku  $q'_{sA}$  i  $q'_{sB}$  od ładunku przestrzennego  $q_v(x)$ 

W zależnościach (2.14), (2.16) i (2.18) przyjęto, że gęstość ładunku przestrzennego  $q_v$  i powierzchniowego  $q_s$  mogą się zmieniać jedynie w kierunku osi x, zaś polaryzacja p jest jednorodna. W rzeczywistości wszystkie te wielkości mogą się zmieniać w pozostałych kierunkach. Stąd powstało pojęcie powierzchniowego rozkładu efektywnej gęstości ładunku oraz potrzeba jego pomiaru.

Ładunek powierzchniowy określony zależnością (2.13) wytwarza w otoczeniu próbki takie samo pole elektryczne, w sensie jego rozkładu i wartości, jak wszystkie wymienione składowe łącznie. Efektywna gęstość ładunku  $q_s$  charakteryzuje zatem "zewnętrzny" obraz stanu naładowania obiektu bez możliwości podania natury źródeł oraz ich rozkładów przestrzennych.

Rozdział 2

W dalszej części książki gęstość ładunku powierzchniowego jest rozumiana jako gęstość efektywna. Pomiary efektywnej gęstości ładunku są stosowane zarówno w badaniach poznawczych, jak i technicznych.

Z efektywną gęstością ładunku powierzchniowego wiąże się pojęcie tzw. napięcia zastępczego. Napięcie zastępcze  $U_z$  jest to napięcie jakie wytwarza ładunek o gęstości  $q_s$  na jednostkowej pojemności próbki (rys. 2.6). W przypadku próbek płaskorównoległych o grubości d, wykonanych z jednorodnego materiału o względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$  obie wielkości wiąże (przy zaniedbaniu efektów brzegowych) zależność:

$$q_s = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 U_z}{d}.$$
 (2.19)

Efektywną gęstość ładunku powierzchniowego, podobnie jak napięcie zastępcze, na ogół wykazują rozkłady powierzchniowe.



Rys. 2.6. Szkic próbki dielektryka z jednorodnym rozkładem efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $q_s$ 

#### 2.4.3. Szybkość zaniku ładunku

O ile pojęcie *elektrostatyka* sugeruje niezmienność w czasie parametrów opisujących stan naładowania ciała, o tyle w przypadku ciał rzeczywistych obserwuje się zanikanie ładunku wprowadzonego na próbkę z różną szybkością. Określenie *szybkość zaniku ładunku* nie jest jednoznaczne. Oznacza ono zarówno pewne parametry czasowe, jak i pełne czasowe przebiegi wybranych wielkości.

Do opisu procesu zaniku wybiera się najczęściej efektywną gęstość ładunku powierzchniowego  $q_s(t)$  bądź napięcie zastępcze  $U_z(t)$  badane w funkcji czasu. Typowy przebieg krzywej zaniku ładunku  $q_s(t)$  bądź  $U_z(t)$  przedstawiono na rysunku 2.7.

W najprostszej postaci przebieg  $q_s(t)$  bądź  $U_z(t)$  można zamodelować krzywą typu wykładniczego opisaną zależnością:

$$q_s(t) = q_{s0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),\tag{2.20}$$

w której  $q_{s0}$  jest początkową wartością efektywnej gęstością ładunku powierzchniowego,  $\tau$  – stałą czasu zaniku ładunku.



Rys. 2.7. Typowy przebieg charakterystyki zaniku (ładunku) dla dielektryków stałych. Zaznaczono punkty wyznaczające parametry czasowe  $t_{0.5}$  oraz  $\tau$ 

Podobnie dla napięcia zastępczego  $U_z(t)$  można napisać:

$$U_z(t) = U_{z0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \qquad (2.21)$$

gdzie  $U_{z0}$  jest początkową wartością napięcia zastępczego.

W przypadku materiałów dielektrycznych wykładniczy charakter krzywej zaniku ładunku obserwuje się bardzo rzadko, stąd w celu zwięzłego scharakteryzowania szybkości procesu zaniku wprowadzono inne parametry czasowe, takie jak:

- czas półzaniku t<sub>0,5</sub> zdefiniowany jako czas, po którym wartość napięcia zastępczego U<sub>z</sub>(t) lub efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego q<sub>s</sub>(t) zmniejsza się do połowy wartości początkowej;
- inne interwały czasowe określające czas niezbędny do obniżenia wartości q<sub>s</sub>(t) lub U<sub>z</sub>(t) do określonej części wartości początkowej (np. 10%) lub też do określonej wartości końcowej [2.26, 2.27].

Charakterystyczne punkty na krzywej zaniku ładunku, opisujące stałą czasową  $\tau$  oraz czas półzaniku  $t_{0.5}$ , zaznaczono na rysunku 2.7.

#### Literatura

- [2.1] KURDZIEL R., Podstawy elektrotechniki, WNT, Warszawa, 1972.
- [2.2] PURCELL E.B., Elektryczność i magnetyzm, PWN, Warszawa, 1974.
- [2.3] CROWLEY M. C., Fundamentals of Applied Electrostatics, John Wiley, NY, 1976.
- [2.4] CROSS J. A., *Electrostatics, Principles, Problems and Applications*, Adam Hilger, Bristol, 1987.
- [2.5] OREAR J., Fizyka, T2, WNT, Warszawa 2005.
- [2.6] KACPRZYK R., Wybrane zagadnienia badań ładunku i jego zaniku w dielektrykach stałych, Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej Nr 41, Monografie, Nr 14, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2004.

#### Rozdział 2

- [2.7] MOTYL E., Ladunek przestrzenny w dielektrykach stałych. Analiza metod pomiarowych, Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej Nr 35, Seria: Monografie Nr 13, Wrocław 2000.
- [2.8] HILCZER B., MAŁECKI J., Elektrety i piezopolimery, PWN, Warszawa, 1992.
- [2.9] SESSLER G. M., *Electrets*, Topics in Applied Physics, Springer Verlag, Berlin, 1980.
- [2.10] LISOWSKI M., Pomiary rezystywności i przenikalności elektrycznej dielektryków stałych, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 1994.
- [2.11] Electrometer Measurements, Biuletyn informacyjny, Keithley Instruments, No. 4, 1996, 72-77.
- [2.12] ILIUKOVIC A.M., Tiechnika elektrometrii, Energija, Moskva, 1976.
- [2.13] KŁOS Z., Problematyka wzorcowania aparatury elektrometrycznej, Prace Naukowe Instytutu Maszyn, Napędów i Pomiarów Elektrycznych Politechniki Wrocławskiej Nr 55, Seria: Monografie Nr 17, Wrocław, 2004.
- [2.14] LISOWSKI M., KACPRZYK R., Changes Proposed for the IEC 60093 Standard Concerning Measurements of the Volume and Surface Resistivity of Electrical Insulating Materials. IEEE Trans. on Dielectrics and Electric. Insul., Vol. 13, No. 1, 2006, 139–145.
- [2.15] LISOWSKI M., KACPRZYK R., MOTYL E., GAŁĘZKI P., Space charge influence on the results of volume resistivity measurements in solid dielectrics, Proceedings of the XVII IMEKO World Congress Metrology in the 3rd Millennium, Dubrovnik, Croatia, 2003, 837–840.
- [2.16] Norma IEC 60093:1980, Methods of test for volume resistivity and surface resistivity of solid electrical insulating materials.
- [2.17] Norma DIN 54 345, Beuerteilung des elektrostatischen Verhaltens. Bestimmung elektrischer Wiederstandsgroesen, 1972.
- [2.18] Norma PN-E-4405:1988, Materialy elektroizolacyjne stale. Pomiary rezystancji.
- [2.19] MAMISHEV A.V., LESIEUTRE B.C., ZAHN M., Development and Application of Fringing Electric Field Dielectrometry Sensors and Parameter Estimation Algorithms, J. Electrostatics, Vol. 46, 1999, 109–123.
- [2.20] KACZMAREK J., RYBSKI R., Mostek niezrównoważony do dokładnych pomiarów pojemności. Pomiary, Automatyka, Robotyka, nr 7–8, 2004, 120–125.
- [2.21] Norma PN-E-4403:1986, Materiały elektroizolacyjne stałe. Metody pomiaru przenikalności elektrycznej i współczynnika strat dielektrycznych.
- [2.22] MICHALSKI L., Pomiary temperatury, WNT, Warszawa, 1986.
- [2.23] KOSTYRKO K., OKOŁOWICZ-GRABOWSKA B., Pomiary i regulacja wilgotności w pomieszczeniach, Arkady, Warszawa, 1977.
- [2.24] BIELECKI A. Możliwości poprawy mikroklimatu w pomieszczeniu przez kontrolowaną jonizacje powietrza. Prace Naukowe Instytutu Techniki Cieplnej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej Nr 23, Seria: Monografie Nr 6, 1981.
- [2.25] GRABARCZYK Z.J., Jonizacja powietrza w środowisku życia i pracy. CIOP, Warszawa 2000.
- [2.26] CHUBB J., An Introduction to Electrostatic Measurements, http://www.jci.co.uk
- [2.27] Norma PN-EN-61340-2-1:2002, Elektryczność statyczna (Część 2–1: Metody pomiaru zdolność materiałów i wyrobów do rozpraszania ładunku elektrostatycznego).

#### 3. Pomiary ładunku całkowitego

#### 3.1. Wprowadzenie

Pomiary ładunku całkowitego mogą być wykonywane na obiekcie pojedynczym, jak i na obiekcie złożonym z wielu elementów. Przykładem obiektu złożonego może być próbka materiału rozproszonego w postaci pyłu, proszku, kropel itp. W szczególnym przypadku elementy składowe próbki (ziarna, cząsteczki, krople) mogą posiadać indywidualnie różny ładunek elektryczny co do jego wartości i znaku. Zmierzony ładunek całkowity będzie, zgodnie z definicją podaną w rozdziale 2, ładunkiem sumarycznym.

W przypadku obiektów nieekranowanych, w których każdy z ładunków może wytwarzać pole elektryczne na zewnątrz obiektu, ładunek całkowity Q mierzy się przy użyciu *klatek Faradaya*. W klatce Faradaya wykorzystuje się prawo Gaussa, które można zapisać w postaci:

$$Q = \oint_{A} Dds , \qquad (3.1)$$

gdzie D jest składową wektora indukcji normalną do elementu ds powierzchni A, przy czym powierzchnia A otacza całkowicie obiekt posiadający ładunek Q.

Jeżeli zatem obiekt zostanie całkowicie otoczony przewodzącą powierzchnią, to zgodnie z zależnością (3.1) całkowity ładunek indukowany na tej powierzchni (bez względu na jej rozmiar i kształt) będzie równy ładunkowi zgromadzonemu na badanym obiekcie. Powierzchnia otaczająca obiekt z ładunkiem tworzy tzw. klatkę Faradaya.

#### 3.2. Pomiary ładunku całkowitego z wykorzystaniem klatki Faradaya

Szkic uproszczonego układu pomiarowego z klatką Faradaya przedstawiono na rysunku 3.1. Głównym elementem układu pomiarowego jest klatka Faradaya w formie pojemnika-elektrody umieszczonego za pomocą izolatora o wysokiej rezystancji upływu wewnątrz otaczającego go, najczęściej uziemionego, ekranu elektrostatycznego. Do klatki dołączony jest woltomierz V o bardzo wysokiej rezystancji wejściowej (elektrometr), który mierzy napięcie  $U_F$  na całkowitej pojemności układu pomiarowego  $C_T$ .

Najczęściej stosowana procedura pomiaru rozpoczyna się wtedy, kiedy obiekt badany znajduje się w dużej odległości od klatki Faradaya (odsunięty do nieskończoności). Procedura składa się z:

- Zwarcia wyłącznika W, całkowite rozładowanie pojemności  $C_T$  kontrolowane wskazaniem  $U_F = 0$  woltomierza V.
- Otwarcia wyłącznika W, woltomierz V powinien wskazywać napięcie  $U_F = 0$ .
- Wprowadzenia do wnętrza klatki Faradaya obiektu (z "nieskończoności") z ładunkiem Q. Skutkiem tego jest indukowanie na powierzchni wewnętrznego pojemnika-elektrody ładunku -Q o tej samej wartości i przeciwnym znaku. Ładunek o tej samej wartości i takim samym znaku jak ładunek na obiekcie, tzn. +Q, spływa na całkowitą pojemność układu pomiarowego C<sub>T</sub>, ładując ją do napięcia U<sub>F</sub>.
- Odczytu napięcia U<sub>F</sub> (możliwie szybki, tzn. tuż po wprowadzeniu obiektu do klatki) mierzonego woltomierzem V.



Rys. 3.1. Pomiar ładunku całkowitego z wykorzystaniem klatki Faradaya

Wartość ładunku całkowitego Q, wyznaczonego według przedstawionej wyżej procedury, określa zależność:

$$Q = C_T U_F . aga{3.2}$$

Pomiar ładunku według podanej procedury można wykonać na obiektach przewodzących i nieprzewodzących. W pierwszym przypadku koniecznym jest zachowanie pełnej izolacji obiektu podczas wprowadzania go do klatki (brak przewodzących wsporników, zawieszek itp.).

Analiza rzeczywistego układu pomiarowego powinna uwzględniać parametry elektryczne elementów składowych i może być przeprowadzona z wykorzystaniem schematu zastępczego (rys. 3.2). Na schemacie symbol V oznacza woltomierz "idealny". Całkowitą pojemność układu pomiarowego  $C_T$  określa zależność:

$$C_T = C_F + C_K + C_N + C_V, (3.3)$$

w której  $C_F$  jest pojemnością klatki Faradaya, zwykle 10–100 pF,  $C_K$  – pojemnością kabla łączącego klatkę z woltomierzem, rzędu 100 pF/m, zwykle 50–200 pF,  $C_V$  – pojemnością woltomierza, zwykle 0,5–50 pF.



Rys. 3.2. Schemat zastępczy układu pomiarowego z klatką Faradaya

Pojemność kondensatora wzorcowego  $C_N$ , stosowanego w celu dopasowania zakresu pomiaru ładunku do zakresu woltomierza V, może się zmieniać w granicach od kilkudziesięciu pF do kilkudziesięciu nF i określona jest zarówno czułością stosowanego woltomierza, jak i oczekiwanymi wartościami mierzonego ładunku.

Rezystancje upływu izolatora wewnętrznej elektrody-klatki, kabla i woltomierza mieszczą się zwykle w granicach:  $R_F - (10^{13} \div 10^{15}) \Omega$ ,  $R_K - (10^{13} \div 10^{15}) \Omega$ . Rezystancja wewnętrzna woltomierza rzeczywistego jest zwykle w zakresie  $R_V = (10^9 \div 10^{14}) \Omega$ . Rezystancja zastępcza  $R_T$  dla całego układu wynikająca z zależności:

$$\frac{1}{R_T} = \frac{1}{R_F} + \frac{1}{R_K} + \frac{1}{R_V}, \qquad (3.4)$$

ma wartość skończoną, określoną rezystancją elementu o najniższej wartości rezystancji upływu. Rezystancja wypadkowa  $R_T$  zwykle nie przekracza wartości  $10^{14} \Omega$ .

Wobec skończonej rezystancji upływu  $R_T$  układu pomiarowego, napięcie  $U_F$  wskazywane przez woltomierz V po wprowadzeniu do objętości klatki badanego obiektu będzie malało w sposób wykładniczy, zgodnie z zależnością:

$$U_F(t) = U_{FO} \exp\left(-\frac{t}{\tau_F}\right),\tag{3.5}$$

w której stała czasu  $\tau_F = R_T C_T$ . Wartość mierzonego ładunku całkowitego Q określa się z równania:

$$Q = U_{FO}C_T . (3.6)$$

Ponieważ w rzeczywistości woltomierz mierzy wartość  $U_F(t)$ , a nie  $U_{FO}$ , dla uniknięcia błędu związanego z rozładowaniem pojemności  $C_T$ , pomiar powinien być wykonany w warunkach, kiedy czas odczytu  $t \ll \tau_F$ . Ostatni warunek nakłada pewne wymagania na dobór elementów układu pomiarowego.

Z praktycznego punktu widzenia, krytyczna jest zazwyczaj wartość rezystancji wewnętrznej (wejściowej) stosowanego woltomierza. Podane wcześniej wartości dotyczyły specjalnych woltomierzy elektronicznych, elektrostatycznych oraz elektrometrów. Przy starannym wykonaniu przepustów, izolatorów i właściwym doborze kabli ich rezystancje upływu można pominąć i wówczas  $R_T \cong R_V$ , a stałą czasu  $\tau_F$  można zmieniać przez dobór odpowiedniej wartości pojemności kondensatora wzorcowego  $C_N$ . Najczęściej pojemność  $C_N$  dobiera się znacznie większą od pozostałych pojemności składowych  $C_F$ ,  $C_K$  oraz  $C_V$ . Wówczas stała czasu:

$$\tau_F \cong R_V C_N \,. \tag{3.7}$$

Zakładając, że odczyt powinien być wykonany w warunkach, kiedy wartość napięcia  $U_F(t)$  zmniejszy się nie więcej niż o 1% poniżej wartości  $U_{FO}$ , należy go wykonać w czasie:

$$t < 0.01 \ \tau_F$$
. (3.8)

Przyjmując w standartowych pomiarach czas odczytu *t* rzędu 100 s, otrzymuje się dla stałej czasu warunek  $\tau_F > 10^4$  s, co przy rezystancjach wewnętrznych woltomierzy na poziomie  $10^{13} \Omega$  wymaga zastosowania kondensatorów wzorcowych o pojemności  $C_N$  rzędu nanofaradów. Zastosowanie wyższych wartości pojemności  $C_N$  może być ograniczone czułością stosowanego woltomierza (3.6).

W praktyce powierzchnia klatki otaczająca badany obiekt zawiera otwór umożliwiający jego wprowadzenie. Konieczność odsłonięcia części klatki powoduje wystąpienie, na ogół niewielkiego, błędu pomiaru. Kształt stosowanych klatek Faradaya jest zwykle określony wymiarami i właściwościami badanego obiektu [3.1]. W przypadku wykonywania pomiarów standardowych wymiary klatek mogą być znormalizowane [3.23] w innych sytuacjach szczególną uwagę należy zwrócić na wymiary otworuszczeliny w klatce oraz ekranie umożliwiającego wprowadzenie badanego obiektu. Obiektem może być np. strumień elektronów czy walizka do transportu materiałów wybuchowych lub nawet pojazd.

W przypadku pomiaru ładunku Q przy użyciu klatek o kształcie cylindrycznym, o średnicy d i wysokości h (rys. 3.3), modelowanie komputerowe dla przypadku pró-

bek materiałów sypkich i płynnych [3.2] prowadzi do następujących ograniczeń w zakresie wymiarów geometrycznych klatki Faradaya w zależności od wymaganej dokładności pomiarów:

przy dopuszczalnym błędzie mniejszym niż 1%:

$$(h/d) \ge 1,4,$$
 (3.9)

przy dopuszczalnym błędzie mniejszym 5%:



Rys. 3.3. Cylindryczna klatka Faradaya

Zgodnie z rysunkiem 3.3 naładowany obiekt znajdujący się w klatce nie powinien zajmować więcej niż 1/3 jej wysokości, licząc od dna klatki. Zewnętrzny ekran powinien mieć otwór wejściowy o średnicy nie większej niż d, zaś jego górna krawędź powinna się znajdować w odległości co najmniej d powyżej górnej krawędzi klatki. Przytoczone ograniczenia wynikają z faktu niespełnienia warunku podanego zależnością (3.1), a ściślej – z utraty części ładunku indukowanego na klatce na skutek niepełnego otoczenia przez nią obiektu (ładunku) badanego ze względu na skończone wymiary otworu wsypowego.

W przypadku prostopadłościennych klatek otwartych, o kształcie przedstawionym na rysunku 3.4, badania doświadczalne [3.3] wykazały, że zachowanie relacji wymiarów A/B = 2/3 oraz C < A/2 powoduje, iż niedokładność wynikająca z zaniżenia mierzonej wartości ładunku w stosunku do wartości rzeczywistej nie przekroczy:

$$1\% \, dla \, m < 0,5 \, A,$$
 (3.11a)

5% dla 
$$m < 0,3 A$$
, (3.11b)

zaś dla C < A niedokładność nie przekroczy:

(3.10)

$$6\% \text{ dla } m > 0,5 A,$$
 (3.12a)

$$15\% \text{ dla } m > 0,3 A,$$
 (3.12b)

gdzie m jest minimalną szerokością marginesu wokół zarysu badanego obiektu (rys. 3.4).



Rys. 3.4. Prostopadłościenna otwarta klatka Faradaya z próbką o kształcie nieregularnym

Pierwsza para warunków, przy założeniu, że badany obiekt ma wymiary b > a > c, gdzie b jest równoległe do B, a do A, zaś c do C, prowadzi do następujących wymagań co do wymiarów dla klatki pozwalającej mierzyć z niedokładnością <1%:

$$B = 2 a + b,$$
 (3.13a)

$$A = 2B/3,$$
 (3.13b)

$$C < A/2 \text{ lub } C < B/3$$
 (3.13c)

lub z niedokładnością < 5% :

$$B = 0,58 \ a + 0,67 \ b, \tag{3.14a}$$

$$A \text{ i } C \text{ jak we wzorach (3.13b, c)}. \tag{3.14b}$$

Powyższe zależności określono przy założeniu, że minimalna szerokość marginesu m zawsze (również w przypadku obiektów nieregularnych) spełnia warunki odpowiednio (3.11a) lub (3.11b), zaś minimalna odległość od klatki innych uziemionych elementów w otoczeniu klatki jest większa od 2B.

Należy zaznaczyć, że powyższe warunki, wyznaczone drogą eksperymentalną, są znacznie łagodniejsze w stosunku do warunków wyznaczonych przy założeniu stałej gęstości ładunku na całej powierzchni klatki (niedokładność określona rzeczywistą powierzchnią klatki oraz całkowitą powierzchnią otaczającą próbkę w zarysach klatki).

Pomiary ładunku całkowitego na pojedynczych obiektach, jak również pomiary ciągłe, wymagają stosowania klatek o specyficznej budowie. W każdym przypadku istotnego znaczenia nabiera położenie i wielkość szczelin, przez które następuje wprowadzenie i usuwanie badanego obiektu oraz sposób jego wprowadzania.

#### 3.3. Klatka Faradaya sprzężona z miernikiem natężenia pola

W rozdziale 3.2 przedstawiono układ pomiarowy, w którym do pomiaru ładunku wykorzystany jest woltomierz napięcia stałego o bardzo dużej rezystancji wewnętrznej. Rozwiązaniem stosowanym w bezkontaktowych pomiarach napięcia, które może posłużyć do pomiaru ładunku całkowitego, jest zastosowanie miernika pola elektrostatycznego z przetwarzaniem, połączonego mechanicznie z odpowiednią klatką Faradaya [3.9, 3.10]. W tym przypadku całkowita rezystancja upływu  $R_T$  jest równa rezystancji upływu izolatorów wsporczych klatki  $R_F$ .

Klatkę Faradaya sprzęgniętą z miernikiem pola typu młynek polowy, przeznaczoną do badania ładunku na materiałach sypkich, przedstawiono na rysunku 3.5.



Rys. 3.5. Klatka Faradaya do pomiaru ładunku całkowitego materiałów sypkich sprzężona z miernikiem natężenia pola elektrostatycznego FM 981,,METRA": a) konstrukcja, b) widok zewnętrzny po zdjęciu pokrywy; 1 – badany obiekt (proszek), 2 – wewnętrzny pojemnik klatki, 3 – dno (elektroda dolna), 4 – ekran, 5 – miernik natężenia pola, 6 – elektroda pomiarowa miernika pola, 7 – przesłona obrotowa w mierniku pola, *E* – natężenie pola w szczelinie pomiędzy dnem klatki a przesłoną

Ładunek indukowany przez naładowane cząstki materiału sypkiego (1) na wewnętrznej części – pojemnika klatki Faradaya (2) wytwarza pole elektryczne, m.in. w obszarze dno pojemnika (3) – elektroda pomiarowa miernika pola (6). Łatwo pokazać, że natężenie pola w szczelinie E z wartością ładunku Q, zgromadzonego w klatce, wiąże zależność:

$$E = K_1 Q , \qquad (3.15)$$

w której  $K_1$  jest stałą zależną od wymiarów geometrycznych układu klatka–elektroda pomiarowa (zależną głównie od powierzchni elektrody pomiarowej oraz odległości

dno klatki–elektroda pomiarowa) i ewentualnie dołączanych dodatkowych kondensatorów (dla zmiany zakresów pomiarowych).

Pomiary ładunku nasypowego Q/m wykonuje się zarówno w badaniach technicznych, jak i poznawczych. Są one istotne choćby w kontekście zagrożeń (np. w transporcie pneumatycznym materiałów sypkich) [3.11–3.13] lub aplikacyjnym [3.14–3.16] (np. tryboelektryzacja lakierów proszkowych, tonerów itd.).

Pomiary ładunku całkowitego przy użyciu klatki Faradaya są możliwe jedynie wtedy, gdy ładunek zgromadzony na badanym obiekcie nie jest ekranowany, dzięki czemu może indukować na wewnętrznej części klatki ładunek mierzony.

#### 3.4. Pomiary ładunku nasypowego Q/m

Oceny poziomu generacji ładunku na materiałach ciekłych lub sypkich, przewodzących lub nieprzewodzących, jak również stanu elektryzacji cząstek aerozoli dokonuje się na podstawie parametru Q/m. Wartość Q/m wyznacza się pośrednio przez pomiar ładunku całkowitego Q zgromadzonego na określonej masie m badanego medium z zależności:

$$Q/m = \frac{Q}{m}.$$
(3.16)

Przykład stanowiska do pomiaru ładunku nasypowego Q/m dla cząstek materiałów stałych po tryboelektryzacji (podczas zsypywania w określonych warunkach) [3.23] przedstawiono na rysunku 3.6.

Jako woltomierz V ze skończoną rezystancją wewnętrzną  $R_{\nu}$  oraz kondensator wzorcowy  $C_N$  można stosować elementy dyskretne, spełniające warunek podany zależnością (3.8), jak też większość elektrometrów pracujących w funkcji mierników ładun-ku [3.4–3.7, 3.20, 3.21].

W przypadku elektrometru kondensator wzorcowy o pojemności  $C_N$  może być jego integralną częścią, jeśli elektrometr pracuje w funkcji kulombometru, i jest na ogół włączony w układ sprzężenia zwrotnego (rys. 3.7). Zastosowanie układu z pojemnościowym sprzężeniem zwrotnym (kulombometru) umożliwia całkowite przeniesienie ładunku z pojemności klatki Faradaya na pojemność  $C_N$ , jako że różnica potencjałów pomiędzy wejściem odwracającym i nieodwracającym wzmacniacza WE jest bliska zeru. Zatem ładunek pozostający na pojemności  $C_F$  ma wartość również bliską zeru. Rolą rezystora  $R_L$  jest ograniczenie wartości prądu ładującego kondensator  $C_N$  podczas wprowadzania ładunku do klatki. Jego wartość jest na poziomie od kilku do kilkunastu kiloomów. W układach pomiarowych należy zwrócić szczególną uwagę na dużą wartość rezystancji upływu izolatorów klatek Faradaya oraz rezystancji upływu wyłączników zwierających W (rys. 3.1, 3.7). Rezystancje upływu powinny osiągać poziom co najmniej dwa rzędy wyższy od rezystancji wewnętrznej stosowanego miernika napięcia.



Rys. 3.6. Stanowisko z klatką Faradaya do pomiaru ładunku nasypowego *Q/m* [3.23]; 1 – klatka Faradaya, 2 – rynna zsypowa, 3 – woltomierz, 4 – pojemnik z granulatem (obiekt badany), 5 – ekran, 6 – izolator wsporczy, 7 – izolator przepustowy, *l* – odległość pomiędzy punktami wsypu *a* i zsypu medium *b* 

Wartość zmierzonego ładunku, tj. zgromadzonego na pojemności  $C_N$ , określa zależność:

$$Q = U_{\rm wvi}C_N. \tag{3.17}$$

W przypadku wyłączników należy wziąć pod uwagę możliwość istotnej zmiany ich rezystancji izolacji (rezystancji upływu) wraz ze wzrostem wilgotności powietrza i czasu ich eksploatacji.



Rys. 3.7. Układ kulombometru stosowany do pomiaru ładunku indukowanego w klatce Faradaya

Rozdział 3

W przypadku procesów ciągłych, np. podczas badania skuteczności elektryzacji cząstek aerozoli cieczy przewodzących, do wyznaczania parametru Q/m można wykorzystać pomiary prądu kolektora cząstek aerozolu  $I_C$  płynącego w warunkach stanu ustalonego. Przykład układu pomiarowego stosowanego w pomiarach Q/m dla aerozoli cieczy [3.23–3.25] przedstawiono na rysunku 3.8. Zasadniczą częścią układu jest kolektor cząstek z elektrodami zbiorczymi, pokrytymi siatkami tłumiącymi. Elektrody są izolowane od otoczenia i uziemione przez miernik prądu (A). Naładowane krople aerozolu, wchodząc w kontakt z elektrodami zbiorczymi, tracą ładunek oraz osiadają na nich, ściekając do naczynia pomiarowego.



Rys. 3.8. Szkic układu pomiarowego do wyznaczania parametru *Q/m* dla aerozolu cieczy przewodzącej

Wartość *Q/m* wyznacza się z zależności:

$$Q/m = \frac{Q}{m} = \frac{I_C t}{V \rho},\tag{3.18}$$

w której  $I_c$  jest wartością prądu układu elektrod zbiorczych,  $\rho$  – gęstością medium rozpraszanego (wody), t – czasem zbierania medium (przewodzącej cieczy) o objętości V.

W przypadku tryboelektryzacji cząstek stałych podczas ich transportu wartość Q/m zależy nie tylko od właściwości cząstek ale również od właściwości rurociągu (duktu) i warunków przepływu.
Problem wyznaczania parametru Q/m w warunkach zasypywania pojemników dielektrycznych nieprzewodzącym medium sypkim zilustrowano na przykładzie przedstawionym na rysunku 3.9.



Rys. 3.9. Szkic układu zasypu nieprzewodzących pojemników workowych granulatem dielektrycznym

Pojemnik nieprzewodzący (utrzymujący geometrię) jest umieszczony na cienkiej metalowej elektrodzie pomiarowej, izolowanej od przewodzącej podstawy za pomocą przekładki izolującej, umieszczonej pomiędzy elektrodą pomiarową i uziemioną podstawą. Podstawę stanowi szalka wagi mierzącej masę porcji granulatu. Pomiędzy elektrodę i uziemioną bazę włączono miernik prądu (A) albo miernik ładunku.

Obiekt rzeczywisty można, w pierwszym przybliżeniu, zamodelować układem warstwowym, przedstawionym na rysunku 3.10. W modelu przyjęto, że warstwa ładunku o gęstości powierzchniowej  $q_s$ , znajdująca się w odległości x od elektrody pomiarowej, indukuje w niej ładunek o gęstości  $dq_e$ . Całkowitą gęstość ładunku indukowanego  $q_e$ w elektrodzie pomiarowej można wyznaczyć, całkując wyrażenie (3.20) w przedziale zmienności x, tj. od x = 0 do x = a. Przyjęto, że odległość pomiędzy podstawą a uziemionym otoczeniem w górnej części pojemnika jest równa b. W określonej chwili t pojemnik jest wypełniony do wysokości a. W miarę nasypywania granulatu rośnie współrzędna a.



Rys. 3.10. Model warstwowy dla rzeczywistego układu zasypywania pojemnika dielektrycznego przedstawionego na rys. 3.9

Wartość ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej w warunkach wypełniania przestrzeni przez naładowane medium można wyznaczyć przez całkowanie ładunku indukowanego przez elementarne warstwy ładunku o grubości dx. W przypadku warstwy dielektryka o grubości dx, wytworzonej z medium o objętościowej gęstości ładunku  $q_v$  można stwierdzić, że:

$$q_s = dx \ q_v \,. \tag{3.19}$$

Korzystając z prawa Gaussa oraz całki potencjałowej, przy zaniedbaniu efektów brzegowych, można dla układu jak na rysunku 3.9 napisać równanie:

$$dq_e(x) = \frac{q_s}{1 + \frac{x}{a + \varepsilon_r(b - a)}},$$
(3.20)

w którym  $\varepsilon_r$  jest względną przenikalnością elektryczną medium, a  $dq_e(x)$  gęstością ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej przez warstwę medium o grubości dx w odległości x. Przyjmując  $a \ll b$  (początek procesu nasypywania), równanie (3.20) można przekształcić do postaci:

$$dq_e(x) \cong \frac{\varepsilon_r q_v dx}{\varepsilon_r + \frac{x}{b}}$$
 (3.21)

Całkując wyrażenie (3.21) w przedziale od x = 0 do x = a, otrzymuje się zależność na wartość całkowitego ładunku  $Q_e(a) = Sq_e(a)$ , indukowanego na elektrodzie o powierzchni S i przy wypełnieniu pojemnika medium do wysokości a, w postaci:

$$Q_e(a) \cong \varepsilon_r Sbq_v \ln\left(1 + \frac{a}{b\varepsilon_r}\right). \tag{3.22}$$

Na podstawie zależności (3.22) można określić objętościową gęstość ładunku  $q_v$  oraz wyrażenie na wartość parametru Q/m w postaci:

$$Q/m = \frac{q_v}{\rho} \cong \frac{Q_e(a)}{\varepsilon_r \rho Sb \ln\left(1 + \frac{a}{b\varepsilon_r}\right)},$$
(3.23)

w którym  $\rho$  jest gęstością [kg/m<sup>3</sup>] medium.

W trakcie wypełniania pojemnika położenie górnej powierzchni a w funkcji czasu zasypywania określa, w warunkach stałej prędkości liniowej zasypu  $v_f$ , zależność:

$$a = v_f t . \tag{3.24}$$

Podstawiając (3.24) do (3.22), otrzymuje się:

$$Q_e(t) \cong \varepsilon_r Sbq_v \ln\left(1 + \frac{v_f t}{b\varepsilon_r}\right).$$
(3.25)

Wyrażenie (3.25) ilustruje przebieg zmian ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej w funkcji czasu, tj. w miarę podnoszenia się górnego poziomu zasypu *a*.

Na początku procesu zasypywania, tj. dla krótkiego czasu *t*, dla którego spełniony jest warunek:

$$\varepsilon_r b >> v_f t , \qquad (3.26)$$

można, korzystając z rozkładu funkcji  $\ln(1+x)$  w szereg i ograniczeniu do pierwszego wyrazu, wyrażenie (3.25) przekształcić do postaci:

$$Q_e(t) \cong \varepsilon_r S q_v v_f t . \tag{3.27}$$

Zależność (3.27) wskazuje, że w chwili rozpoczęcia procesu nasypywania ładunek indukowany na elektrodzie pomiarowej zaczyna narastać liniowo z czasem t. Ponieważ objętość medium V(t) wsypanego w okresie czasu t określa równanie:

$$V(t) = Sv_f t , \qquad (3.28)$$

gęstość ładunku  $q_v$ oraz wartość parametru Q/m można wyznaczyć z zależności:

$$q_v = \frac{Q_e(t)}{\varepsilon_r V(t)},$$
(3.29)

$$Q/m = \frac{Q_e(t)}{\rho \varepsilon_r V(t)}.$$
(3.30)

Jeżeli w trakcie procesu zasypywania pojemnika warunki elektryzacji ulegną zmianie, wartości parametru Q/m wyznaczone z zależności (3.23) oraz (3.30) mogą się różnić. Przebieg wartości prądu  $I_e(t)$  mierzonego podczas zasypywania pojemnika pomiędzy elektrodą a uziemieniem można wyznaczyć z zależności (3.25) po jej zróżniczkowaniu względem czasu. Wówczas otrzymuje się wyrażenie:

$$I_e(t) = Sq_v b\varepsilon_r \left(\frac{v_f}{b\varepsilon_r + v_f t}\right),\tag{3.31}$$

które dla czasu obserwacji spełniającego warunek (3.26), a ściślej dla t = 0, sprowadza się do postaci:

$$I_e(t) = I_{e0} = Sq_v v_f \,. \tag{3.32}$$

Zależność (3.32) umożliwia wyznaczenie wartości parametru Q/m na podstawie pomiaru prądu ładowania  $I_{e0}$  w chwili jego rozpoczęcia. Po przekształceniu otrzymuje się wyrażenie:

$$Q/m = \frac{q_v}{\rho} = \frac{I_{e0}}{\rho S v_f}.$$
(3.33)

Ponieważ podczas procesu zasypywania (porcjowania) prędkość zasypu  $v_f$  zmienia się znacznie w funkcji czasu, wartość parametru Q/m określa się na podstawie zależności (3.23) przy czym wartość  $Q_e(a)$  wyznacza się przez numeryczne całkowanie doświadczalnej krzywej  $I_e(t)$  w całym okresie czasu zasypywania.

# 3.5. Wyznaczanie ładunku całkowitego na obiektach częściowo ekranowanych

Problem wyznaczenia ładunku całkowitego dotyczy przypadku obiektów, w których ładunek indukowany na elektrodzie pomiarowej stanowi jedynie niewielką część ładunku mierzonego. W tej sytuacji jedynie niewielka część linii sił pola trafia do elektrody pomiarowej – klatki. Typowym przykładem wymienionej sytuacji mogą być jednostronnie metalizowane elektrety foliowe (rys. 3.11). W takim przypadku bezpośredni pomiar metodą indukcji wykaże jedynie część ładunku zgromadzonego w obiekcie (folii), możliwą do zmierzenia na jej odsłoniętej stronie. Dla jednowymiarowego rozkładu ładunku przestrzennego  $q_v(x)$  gęstość powierzchniowa ładunku mierzonego (od strony odsłoniętej)  $q_{se}$  jest określona [3.17, 3.18] zależnością:

$$q_{se} = -\frac{1}{d + \varepsilon_r l} \int_0^d x q_v(x) dx, \qquad (3.34)$$

w której *d* jest grubością folii, l – grubością szczeliny powietrznej pomiędzy elektrodą a powierzchnią folii,  $\varepsilon_{r-}$  przenikalnością elektryczną względną materiału folii,  $q_v(x)$  – gęstością ładunku przestrzennego w objętości folii (przyjęto jednowymiarowy rozkład ładunku). Zależność (3.34) jest słuszna przy założeniu, że polaryzacja wolnorelaksacyjna jest zaniedbywalnie mała.



Rys. 3.11. Układ do pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego na metalizowanej folii

W warunkach termicznej stymulacji próbki zmienia się w niej rozkład ładunku przestrzennego  $q_v(x)$  oraz odpowiadającej jej gęstości powierzchniowej  $q_{se}$ . Prowadzi to do przepływu prądu o gęstości:

$$j(t) = \frac{dq_{se}}{dt}.$$
(3.35)

Całkowitą wartość ładunku Q zgromadzonego w metalizowanej próbce można w tej sytuacji wyznaczyć, całkując gęstość prądu rozładowania j(t) obiektu (elektretu) wyposażonego w elektrody jak na rysunku 3.11. Wartość ładunku Q można wyznaczyć z zależności:

$$Q = s \int_{0}^{\infty} j(t) dt , \qquad (3.36)$$

w której *s* jest powierzchnią elektrody do pomiaru prądu, umieszczoną nad próbką w odległości *l* (rys. 3.11).

Osobnym problemem jest wpływ rozkładu ładunku przestrzennego  $q_v(x)$  na wartość ładunku Q wyznaczoną z zależności (3.36). Można wykazać, że dla symetrycznych rozkładów gęstości ładunku  $q_v(x)$  gęstość prądu rozładowania j(t) będzie równa zeru. W praktyce trudno jednak otrzymać symetryczny rozkład gęstości ładunku  $q_v(x)$ . W pracy [3.20] pokazano, że nawet w przypadku niewielkiej asymetrii w rozkładzie  $q_v(x)$  prawie całkowity prąd płynie w kierunku bliższej elektrody (przy założeniu homopolarnego ładunku przestrzennego).

#### Literatura

- [3.1] Norma amerykańska ASTM, D 2679 73, Standard Method of Test for Electrostatic Charge.
- [3.2] Norma brytyjska BS 7506: Part 2: 1996, Methods for Measurements in electrostatics. Part 2. Test Methods.

- [3.3] KACPRZYK R., *Dobór wymiarów klatki Faradaya*, Opracowanie dla KD Barbara Mikołów, Wrocław 1996 (niepublikowane).
- [3.4] Elektrometr Typ 219, Instrukcja Techniczna. Unitra, ZRK, Warszawa, 1969.
- [3.5] ILIUKOVIC A.M., Technika elektrometrii, Energija, Moskva, 1976.
- [3.6] Electrometer Measurements, Biuletyn informacyjny, Keithley Instruments, No. 4, 1996, 72–77.
- [3.7] Bedinungsanleitung. Schwingkondensator-Elektrometer Typ 6350. VEB Statron, RFT, Fuerstenwalde, 1973.
- [3.8] Vibrating Reed Electro-Meter, Instruction Manual TR-84M, Takeda Riken Industry Co. Ltd., Tokyo, 1967.
- [3.9] Faraday Pail JCI 151, Karta katalogowa, John Chabb Instrumentation, U30, Lansdown Industrial Estate, Gloucester, Cheltenham, Glos. GL51 8PL, England.
- [3.10] JCI 151 Faraday Pail. John Chubb Instrumentation, Electrostatic Measuring Instruments. 1991.
- [3.11] GIBSON N., Static electricity an industrial hazard under control?, J. Electrostat., Vol. 40/41, 1997, 21–30.
- [3.12] LUTTIGENS G., GLOR M., Understanding and Controlling Static Electricity, Expert Verlag. Eilingen bei Boeblingen, 1989.
- [3.13] HUGHES J. F., Measurement techniques, 6<sup>th</sup> Int. Symp. on Theory and Trends in Electrostatics Coating Technology, 28–29 June 1990, Southampton, Univ. of Southampton, 1990.
- [3.14] q/m-meter, karta katalogowa, PES-Lab. Epping GmbH, Carl-Orff-Weg 7, D-85375 Neufahrn bei Freisig, Germany. 2001.
- [3.15] MOOR A.D., *Electrostatics and its applications*, J. Wiley and Sons, NY, 1973.
- [3.16] ZHAO H., CASTLE G.S.P., INCULET I.I., The Measurement of Bipolar Charge in Polydisperse Powders Using a Verticall Array of Faraday Pail Sensors, Proc. IEJ-ESA Joint Symp. Electrostatics 2000, Kyodai-Kaikan, Kyoto, Japan, 2000, 209–223.
- [3.17] SESSLER G.M., Spatial Depth and Density of Charge in Electrets, J. Appl. Phys., Vol. 43, 1972, 408.
- [3.18] HILCZER B., MAŁECKI J., Elektrety i piezopolimery, PWN, Warszawa, 1990.
- [3.19] MONTEICH L. K., HAUSER J. R., Space Charge Effect in Insulators Resulting from Electron Irradiation. J. Appl. Phys., Vol. 38, 1967, 5355.
- [3.20] CHUBB J., An Introduction to Electrostatic Measurements, John Chubb Instrumentation, Chaltenham, 2007.
- [3.21] TAYLOR D.M., SECKER P.A., Industrial Electrostatics, Fundamentals and measurements, J. Wiley & Sons Inc., New York, Research Studies Press Ltd., Taunton, Somerset, England, 1994.
- [3.22] PN-E-05201: 1992, Ochrona przed elektrycznością statyczną. Metody oceny zagrożeń wywołanych elektryzacją materiałów dielektrycznych stałych. Metody oceny zagrożenia pożarowego i/lub wy-buchowego.
- [3.23] KACPRZYK R., ULATOWSKI W., Elektryzacja cząstek aerozoli cieczy przewodzących, Przegląd Elektrotechniczny, nr 10, 2008, 162–165.
- [3.24] KACPRZYK R., ŻYŁKA P., Electrification of Aerosol Particles in Supersonic Atomizers, IEEE Trans. on Dielectrics and Electr. Ins., Vol. 18, No. 5, 2011, 1353–1360.
- [3.25] KACPRZYK R., ŻYŁKA P., Indukcyjne ładowanie cząstek aerozolu wytwarzanego w naddźwiękowej głowicy rozpylającej, Przegląd Elektrotechniczny, Vol. 86, nr 7, 2010, 142–144.

## 4. Pomiary efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego

#### 4.1. Wprowadzenie

Efektywna gęstość ładunku powierzchniowego  $q_s$  [C/m<sup>2</sup>] jest rozumiana, zgodnie z zależnością (2.13), jako suma gęstości rzeczywistego ładunku powierzchniowego  $q_{ss}$ , gęstości ładunku polaryzacyjnego p (pochodzącego od polaryzacji wolnorelaksacyjnej) oraz momentu ładunku przestrzennego względem badanej powierzchni ("projekcji" ładunku przestrzennego)  $q'_s$ . Ładunek powierzchniowy określony zależnością (2.13) wytwarza w otoczeniu próbki takie samo pole elektryczne, w sensie jego rozkładu i wartości, jak wszystkie wymienione składowe łącznie. Efektywna gęstość ładunku  $q_s$  charakteryzuje zatem "zewnętrzny" obraz stanu naładowania obiektu bez możliwości podania natury źródeł, jak również ich rozkładów przestrzennych.

Pomiar efektywnej gęstości ładunku wykonuje się w badaniach poznawczych i technicznych. W tych ostatnich wyniki pomiarów wykorzystywane są zarówno do oceny możliwości wystąpienia zagrożeń, jak i jakości technologii.

Z gęstością ładunku powierzchniowego wiąże się często używane pojęcie napięcia zastępczego  $U_z$ . W przypadku płasko-równoległych próbek dielektryka o względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$  i grubości d zależność między gęstością ładunku powierzchniowego  $q_s$  a napięciem  $U_z$  określa wyrażenie (2.19).

## 4.2. Metoda indukcji elektrycznej

Pomiar gęstości ładunku metodą indukcji należy do najstarszych i najczęściej stosowanych pomiarów. Jest wykonywany przy użyciu sondy. Zasadę działania sondy indukcyjnej przedstawiono na rysunku 4.1. Zbliżenie sondy, w formie izolowanej od otoczenia płaskiej metalowej elektrody, od nieskończoności do odległości *l* od powierzchni próbki powoduje indukowanie w niej ładunku o znaku przeciwnym do znaku ładunku na próbce. Jednocześnie na pojemność całkowitą sondy  $C_T$  spływa ładunek o tej samej wartości, lecz o przeciwnym znaku (o znaku ładunku indukującego). Ładunek indukowany na elektrodzie-sondzie można określić, wykonując pomiar napięcia  $U_e$  na pojemności  $C_T$ .



Rys. 4.1. Zasada działania sondy indukcyjnej

Zależność między efektywną gęstością ładunku  $q_{sA}$  na próbce a gęstością ładunku  $q_e$  indukowanego na elektrodzie pomiarowej można otrzymać korzystając z prawa Gaussa oraz całki potencjałowej, przyjmując założenia:

- płasko-równoległy i nieskończenie rozciągły układ warstwowy dielektryków, tj. próbki o grubości *d* i względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_{r2}$  oraz warstwy powietrza o grubości *l* (brak efektów brzegowych), względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_{r1}$ ;
- pojemność obciążenia C<sub>T</sub> jest znacznie większa od pojemności szczeliny powietrznej pomiędzy próbką a sondą oraz samej próbki (równoważne zwarciu sondy do ziemi);
- próbka wykonana jest z idealnego dielektryka i ma równomierny rozkład ładunku powierzchniowego o stałej gęstości równej q<sub>sA</sub>.

Układowi z rysunku 4.1 można przyporządkować układ zastępczy przedstawiony na rysunku 4.2. Zaniedbując efekty brzegowe i korzystając z prawa Gaussa można napisać równanie:

$$D_1 + D_2 = q_{sA}, (4.1)$$

w którym:

$$D_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} E_1, \qquad (4.2)$$

$$D_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} E_2. \tag{4.3}$$

Korzystając z całki potencjałowej dla warunku zwarcia elektrod i uwzględniając kierunki wektorów *E*, można napisać:

$$-E_1 l + E_2 d = 0. (4.4)$$

Wyznaczając natomiast z zależności (4.4) wartość pola  $E_1$  i podstawiając ją do zależności (4.3), otrzymuje się wyrażenie:



Rys. 4.2. Układ zastępczy dla układu pomiarowego (rys. 4.1), dla przypadku zwarcia elektrody pomiarowej – sondy (przypadek dużej pojemności  $C_T$ )

Wstawiając do wyrażenia (4.1) zależności (4.2) oraz (4.5), otrzymuje się dla  $\varepsilon_{r1} = 1$  oraz  $\varepsilon_{r2} = \varepsilon_r$ :

$$q_{sA} = \varepsilon_0 E_1 \left( 1 + \varepsilon_r \frac{l}{d} \right). \tag{4.6}$$

Ponieważ gęstość ładunku indukowanego na sondzie (elektrodzie pomiarowej)  $q_e$  określone jest zależnością:

$$q_e = \varepsilon_0 E_1 \,, \tag{4.7}$$

wyrażenie (4.6) można przedstawić w postaci:

$$q_{sA} = -q_e \left( 1 + \varepsilon_r \frac{l}{d} \right), \tag{4.8}$$

gdzie  $\varepsilon_r$  jest względną przenikalnością elektryczną materiału próbki, l – grubością szczeliny powietrznej, d – grubością próbki.

Z zależności (4.8) wynika, że gęstość ładunku powierzchniowego na próbce  $q_{sA}$  można wyznaczyć na podstawie pomiaru gęstości ładunku indukowanego na elektro-

(4.5)

#### Rozdział 4

dzie pomiarowej  $q_e$ . W konkretnym układzie pomiarowym gęstość ładunku  $q_e$  z wartością napięcia  $U_e$  mierzonego na pojemności  $C_T$ , (przy założeniu  $C_T \gg \varepsilon_0 s/l$ ) wiąże zależność:

$$q_e = \frac{C_T U_e}{s}, \tag{4.9}$$

w której *s* jest powierzchnią elektrody pomiarowej (sondy). Analiza zależności (4.8) prowadzi do różnych wariantów opisanej wyżej metody indukcyjnej. Uproszczoną analizę pojemnościowego układu zastępczego dla układu z rysunku 4.1, prowadzącą również do zależności (4.8), przedstawiono w dodatku do niniejszego rozdziału.

Rozłożony na powierzchni próbki ładunek o gęstości  $q_{sA}$  wytwarza na niej napięcie  $U_z$  zwane napięciem zastępczym. Obie wielkości wiąże zależność:

$$U_z = \frac{q_{sA}d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}.$$
(4.10)

W pomiarach wykonywanych metodą indukcji wyznacza się gęstość ładunku powierzchniowego uśrednioną na powierzchni *s* elektrody pomiarowej. W wielu przypadkach istotna jest znajomość rozkładu ładunku powierzchniowego zarówno na obiektach płaskich, jak i bryłach. Charakterystykę odpowiednich układów pomiarowych przedstawiono w rozdziale 5 poświęconym badaniom rozkładu ładunku powierzchniowego.

W badaniach obiektów płasko-równoległych, np. folii elektretowych, geometria układu jest zadana i określona dość precyzyjnie (grubość warstwy dielektrycznej, szczeliny, elektrody etc.), a ponadto próbka jest utrzymywana w określonej pozycji w warunkach statycznych. Przy badaniu takich obiektów najczęściej nie uwzględnia się efektów brzegowych. Podejście takie wynika głównie z faktu, że w przypadku badań na cienkich foliach polimerowych wpływ zjawisk brzegowych na dokładność pomiaru jest marginalny, a większą rolę odgrywa rozkład ładunku powierzchniowego, przez co pomiary wykonane w warunkach niewielkiego przesunięcia elektrody pomiarowej w płaszczyźnie próbki mogą powodować znaczne różnice wyników.

#### 4.3. Metoda podnoszonej elektrody

Metoda podnoszonej elektrody jest jedną z najstarszych metod pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego. Bywa stosowana do pomiarów na obiektach płaskorównoległych i polega na pomiarze ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej po zbliżeniu jej od "nieskończoności" bezpośrednio do powierzchni badanego obiektu, lub odsunięciu jej od obiektu do "nieskończoności" [4.1, 4.2, 4.3, 4.4]. Analiza wyrażenia (4.8) dla przypadku idealnego kontaktu elektrody pomiarowej z powierzchnią próbki (bez szczeliny), tzn. dla warunku l = 0 (rys. 4.2), prowadzi do zależności:

$$q_{sA} = -q_e. \tag{4.11}$$

Z zależności (4.11) wynika, że przy spełnionym warunku l = 0 gęstość ładunku na próbce jest równa wprost gęstości ładunku na elektrodzie pomiarowej.

Metoda indukcyjna z bezpośrednim kontaktem elektrody-sondy z powierzchnią badanej próbki posiada dwa warianty. W jednym mierzony jest ładunek spływający na pojemność  $C_T$  w momencie zbliżania elektrody pomiarowej od nieskończoności aż do bezpośredniego kontaktu z próbką. W drugim ładunek mierzony jest po odsunięciu (do "nieskończoności") elektrody pomiarowej, ułożonej bezpośrednio na próbce, po wcześniejszym zwarciu i rozwarciu pojemności  $C_T$ . Zasadnicza różnica dotyczy znaku indukowanego ładunku. W pierwszym przypadku jest on równy znakowi ładunku na próbce, w drugim – ma znak przeciwny. Pomiary wykonuje się na próbkach ułożonych na uziemionej elektrodzie pomiarowej (lub metalizowanych).

Przykład procedury pomiaru ładunku metodą podnoszonej elektrody został schematycznie przedstawiony na rysunku 4.3. Procedura składa się z następujących elementów:

- Zbliżenie do naładowanej ładunkiem dodatnim próbki P (spoczywającej na uziemionej elektrodzie), elektrody pomiarowej EP w warunkach zwarcia pojemności C<sub>T</sub>
   wyłącznik W zwarty (rys. 4.3a), powoduje pojawienie się ujemnego ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej, spłynięcie ładunku dodatniego do ziemi, uzyskanie na woltomierzu V napięcia U<sub>e</sub> = 0.
- W warunkach bezpośredniego kontaktu elektrody EP z próbką P gęstość ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej EP jest (co do modułu) równa gęstości ładunku na próbce, tj.  $q_e = -q_{sA}$ , wyłącznik W zwarty, woltomierz V pokazuje  $U_e = 0$  (rys. 4.3b).



Rys. 4.3. Etapy pomiaru gęstości ładunku metodą podnoszonej elektrody

- Ładunek indukowany na elektrodzie EP (ujemny) o gęstości q<sub>e</sub> jest związany przez ładunek na próbce P (dodatni) o gęstości q<sub>sA</sub>, stąd po rozwarciu klucza W woltomierz V pokazuje U<sub>e</sub> = 0 (rys. 4.3c).
- Odsunięcie elektrody-sondy EP do "nieskończoności" pozwala spłynąć ładunkowi na elektrodzie (ujemnemu) na pojemność C<sub>T</sub>. Woltomierz V pokazuje, zgodnie z wyrażeniem (4.9), napięcie U<sub>e</sub> = sq<sub>e</sub>/C<sub>T</sub>. (rys. 4.3d).

W przypadku próbek bez trwale nałożonych elektrod (niemetalizowanych) podobną procedurę można zastosować dla drugiej strony próbki, wyznaczając gęstość  $q_{sB}$ .

W praktyce dla próbek cienkich (folie) stan odsunięcia elektrody pomiarowej do "nieskończoności" osiąga się, odsuwając ją na odległość większą od jej średnicy. Pomiar precyzyjny może wymagać wprowadzenia uziemionego ekranu w szczelinę pomiędzy elektrodą (po jej uniesieniu) a próbką. Przytoczona procedura pokazuje, że znak napięcia na elektrodzie indukcyjnej jest przeciwny do znaku ładunku na próbce.

Metody podnoszonej i opuszczanej elektrody, jakkolwiek proste w realizacji (elementem krytycznym jest jedynie woltomierz o bardzo dużej rezystancji wejściowej), mają wiele wad. Do najważniejszych należą:

- możliwość zmiany stanu naelektryzowania obiektu w momencie jego kontaktu z elektrodą (możliwość wstrzyknięcia ładunku, wystąpienia lokalnych wyładowań itp.),
- błędy wynikające z występowania mikroszczelin w obszarze elektroda–powierzchnia badana (bardzo istotne zwłaszcza w przypadku pomiarów na cienkich foliach polimerowych).

Względny błąd pomiaru spowodowany występowaniem szczeliny powietrznej  $\delta_{sp}$  można oszacować, korzystając z zależności (4.8). Określa go wyrażenie:

$$\delta_{sp} = \frac{\Delta q_{sA}}{q_{sA}} = \frac{\varepsilon_r l_s}{d + \varepsilon_r l_s},\tag{4.12}$$

gdzie  $l_s$  jest zastępczą grubością szczeliny powietrznej w warunkach ułożenia elektrody pomiarowej bezpośrednio na powierzchni próbki. Znaczenie szczeliny ilustruje przykład pomiaru gęstości ładunku na próbkach polistyrenu ( $\varepsilon_r = 2$ ). Jeżeli gładkość lub nierównomierność powierzchni elektrody prowadzi do szczeliny o efektywnej grubości na poziomie 1 µm, to błąd wynikający z jej istnienia, określony zależnością (4.12) jest rzędu 0,2% dla próbki (płytki) o grubości d = 1 mm oraz 17% dla folii o grubości d =10 µm.

Wymienione wady, charakterystyczne dla metody podnoszonej elektrody, można wyeliminować, wykonując pomiar ze szczeliną powietrzną.

## 4.4. Metoda ze szczeliną powietrzną

Schemat układu pomiarowego realizującego metodę ze szczeliną powietrzną przedstawiono na rysunku 4.4. Pełną analizę metody podano w pracy [4.5]. W metodzie tej nie odsuwa się elektrody pomiarowej do "nieskończoności", ale wprowadza w szczelinę powietrzną między próbkę a elektrodę uziemioną przesłonę. W momencie ekranowania elektrody pomiarowej przesłoną zwiera się pojemność  $C_T$  i zeruje elektrometrwoltomierz V. Następnie elektrometr się rozwiera i usuwa przesłonę, co powoduje indukowanie na elektrodzie pomiarowej ładunku wytwarzającego na pojemności  $C_T$  napięcie  $U_e$ . Układ pomiaru napięcia powinien spełniać warunek przedstawiony w rozdziale 4 ( $\tau > 10^4$  s). Wartość efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $q_{sA}$  na powierzchni folii od strony elektrody pomiarowej można określić wprost z zależności (4.8) i (4.9).



Rys. 4.4. Schemat układu do pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego ze szczeliną powietrzną

Inną możliwością wyznaczenia gęstości ładunku jest pomiar napięć  $U_e$  w układzie z rysunku 4.4, dla dwóch różnych grubości szczeliny powietrznej, odpowiednio  $l_2 > l_1$ . W tym wariancie elektrometr-woltomierz zwiera się przy grubości szczeliny  $l_1$ . Następnie, po rozwarciu, odsuwa się elektrodę pomiarową na odległość  $l_2$  i mierzy przyrost napięcia  $\Delta U_e$ . Wartość gęstości ładunku  $q_{sA}$  można wyznaczyć z zależności:

$$q_{sA} = -\frac{\Delta U_e C_T \varepsilon_r \, l_2 l_1}{sd(l_2 - l_1)}.$$
(4.13)

Zależność (4.13) otrzymano przy dodatkowym założeniu  $d \ll l$ . W każdym z omówionych przypadków zaleca się stosowanie elektrody-pierścienia ochronnego, umożliwiającego ujednorodnienie rozkładu pola w szczelinie powietrznej nad próbką. Pojemność  $C_T$  jest całkowitą pojemnością układu pomiarowego, włączając pojemność elektrody pomiarowej, kabli, pojemność wejściową woltomierza oraz ewentualnego kondensatora dodatkowego (wzorcowego).

#### 4.5. Metoda sondy wibracyjnej

Zależności (4.8) i (4.13) wskazują na możliwość wyznaczenia gęstości ładunku powierzchniowego  $q_{sA}$  w warunkach periodycznych zmian grubości szczeliny powietrznej *l*. Metoda ta wykorzystywana jest w sondach wibracyjnych czy kondensatorach dynamicznych. W obu przypadkach elektroda pomiarowa wibruje z określoną amplitudą i częstotliwością w kierunku normalnym do powierzchni płaskiego badanego obiektu [4.5–4.9].

Zależność amplitudy składowej zmiennej napięcia występującego na elektrodzie pomiarowej  $U_{\omega}$  od efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $q_{sA}$  można wyznaczyć w oparciu o model płasko-równoległego układu pomiarowego (rys. 4.5). Badany obiekt przedstawiony jest w postaci płasko-równoległej warstwy dielektryka o skończonej grubości *d* i względnej przenikalności elektrycznej (statycznej)  $\varepsilon_r$ . Nad powierzchnią próbki umieszczona jest, równolegle do płaszczyzny obiektu, elektroda pomiarowa. Elektroda wibruje w kierunku normalnym do płaszczyzny próbki i jest obciążona dołączoną do niej pojemnością zewnętrzną (układu pomiaru napięcia) tworzącą pojemność  $C_T$ .



Rys. 4.5. Zasada działania sondy wibracyjnej

Napięcie  $U_e$  na elektrodzie pomiarowej, na której indukuje się ładunek Q, określa równanie:

$$U_e = \frac{Q}{C_T}, \qquad (4.14)$$

w którym  $C_T$  jest całkowitą pojemnością elektrody pomiarowej zależną od odległości l. Wyraża to zależność:

$$C_T(l) = C_E(l) + C_N.$$
 (4.15)

Zgodnie z wyrażeniem (4.15) na pojemność  $C_T(l)$  składają się pojemność własna elektrody pomiarowej (pojemność kondensatora warstwowego)  $C_E(l)$  oraz pojemność

układu pomiaru napięcia (ładunku)  $C_N$ , którą można uważać za stałą. W pierwszym przybliżeniu (przy zaniedbaniu efektów brzegowych) pojemność  $C_E(l)$  jest zależna od grubości szczeliny l i określona zależnością:

$$C_E(l) = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 s}{d\left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)},\tag{4.16}$$

w której  $\varepsilon_r$  jest względną przenikalnością elektryczną (statyczną) materiału próbki (warstwy dielektrycznej), l – grubością szczeliny powietrznej, d – grubością próbki, a s – powierzchnią elektrody pomiarowej.

Całkowitą zmianę napięcia na elektrodzie pomiarowej  $dU_e$  wywołaną elementarną zmianą odległości dl pomiędzy elektroda pomiarową a powierzchnią warstwy dielektryka można wyrazić za pomocą równania:

$$\frac{dU_e}{dl} = \left(C_T \frac{dQ}{dl} - Q \frac{dC_T}{dl}\right) \frac{1}{C_T^2}.$$
(4.17)

Po obliczeniu pochodnej wyrażenia (4.15) i po podstawieniu do niej wyrażenia (4.16) otrzymuje się:

$$\frac{dC_T}{dl} = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2 s}{\left(\varepsilon_r l + d\right)^2}.$$
(4.18)

Zakładając często występującą relację:

$$l \gg d . \tag{4.19}$$

Wyrażenie (4.18) można przekształcić do postaci:

$$\frac{dC_T}{dl} \cong -\frac{\varepsilon_0 s}{l^2} \,. \tag{4.20}$$

Ładunek Q indukowany na elektrodzie pomiarowej określa równanie:

$$Q = sq_e, \tag{4.21}$$

w którym  $q_e$  oznacza gęstość ładunku na elektrodzie pomiarowej. Dla przypadku stałej w czasie geometrii płasko-równoległego układu dielektryk–elektroda pomiarowa, wartość mierzonej efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $q_{sA}$  z gęstością ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej  $q_e$  wiąże zależność:

$$q_{e} = -q_{sA} \frac{1}{\left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)}.$$
(4.22)

#### Rozdział 4

Różniczkując zależność (4.22) po odległości *l*, po uwzględnieniu zależności (4.21), otrzymuje się wyrażenie:

$$\frac{dQ}{dl} = s \frac{dq_e}{dl} = q_{sA} \frac{s \frac{\varepsilon_r}{d}}{\left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)^2}.$$
(4.23)

Podstawiając do zależności (4.17) wyrażenia (4.15), (4.16), (4.18) i (4.23) można otrzymać pełne wyrażenie opisujące całkowitą zmianę napięcia na elektrodzie pomia-rowej, wywołaną zmianą odległości *l*.

Pojemność obciążenia sondy można zmieniać w szerokim zakresie, tj. od wartości bliskiej zeru (przypadek  $C_T = C_E$ ) do  $C_T \gg C_E$ . Można pokazać, że w warunkach braku obciążenia pojemnościowego, tj. dla  $C_T = C_E$  wyrażenie w nawiasie w zależności (4.17) przyjmuje wartość równą zeru i układ przestaje wytwarzać składowa zmienną napięcia na wibrującej elektrodzie.

Drugi, krańcowy przypadek występuje przy spełnieniu warunku  $C_T \gg C_E$ . Przyjmując układ pomiarowy jak na rysunku 4.5, w którym elektroda pomiarowa obciążona jest dużą i stałą w czasie pojemnością pomiarową  $C_N$ , tj. dla spełnionego warunku:

$$C_N \gg \frac{\varepsilon_0 s}{l},\tag{4.24}$$

oraz mając na uwadze zależność (4.15), można w wyrażeniu (4.17) pominąć (ze względu na czynnik  $1/C_T^2$ ) drugi czynnik i sprowadzić je do postaci:

$$\frac{dU_e}{dl} \cong \frac{1}{C_N} \frac{dQ}{dl}.$$
(4.25)

Podstawiając do wyrażenia (4.25) wyrażenie (4.23) otrzymuje się zależność:

$$\frac{dU_e}{dl} \cong q_{sA} \frac{s \frac{\mathcal{E}_r}{d}}{C_N \left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)^2}.$$
(4.26)

Przyjmując dodatkowe ograniczenie podane zależnością (4.19) w tzw. przypadku cienkiej próbki, wyrażenie (4.26) można przekształcić do postaci:

$$\frac{dU_e}{dl} \cong q_{sA} \frac{sd}{\varepsilon_r C_N l^2}.$$
(4.27)

Przechodząc z różniczek na skończone przyrosty, można wyrażenie (4.27) zapisać w postaci:

$$\Delta U_e = q_{sA} \frac{sd}{\varepsilon_r C_N l^2} \Delta l \,. \tag{4.28}$$

Zakładając sinusoidalną zmianę w funkcji czasu odchylenia (wibracji)  $\Delta l$ :

$$\Delta l = \Delta l_0 \sin \omega t, \tag{4.29}$$

otrzymuje się sinusoidalną zmianę napięcia na elektrodzie pomiarowej  $U_{\omega}$ , którą w przypadku gdy spełniony jest warunek (4.19), opisuje zależność:

$$U_{\omega} \cong q_{sA} \frac{sd\Delta l_0}{\varepsilon_r C_N l^2} \sin \omega t \tag{4.30}$$

lub:

$$U_{\omega} = U_{\omega 0} \sin \omega t , \qquad (4.31)$$

w której:

$$U_{\omega 0} = q_{sA} \frac{sd\Delta l_0}{C_N \varepsilon_r l^2} \,. \tag{4.32}$$

Wyrażenie (4.32) wskazuje, że amplituda składowej zmiennej napięcia  $U_{\alpha 0}$  na elektrodzie pomiarowej, wynikająca z jej wibracji o amplitudzie  $\Delta l_0$ , jest proporcjonalna do efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $q_{sA}$ . Z metrologicznego punktu widzenia istotna jest również zależność napięcia  $U_{\alpha 0}$  od amplitudy drgań  $\Delta l_0$ . Wynika z niej, że w przypadku bezpośredniego pomiaru efektywnej gęstości ładunku konieczna jest stabilizacja amplitudy drgań  $\Delta l_0$ .

Sonda wibracyjna może pracować również w warunkach zwarcia elektrody przez układ pomiaru prądu. Można wykazać [4.9–4.11], że wartość prądu zwarcia elektrody wibrującej, zgodnie z zależnościami (4.18, 4.29), związana jest z efektywną gęstością ładunku  $q_{SA}$  (dla jednostronnie metalizowanej próbki) wyrażeniem:

$$I_{\omega} = q_{sA} \frac{s\Delta l_0 \varepsilon_r \omega \cos \omega t}{d\left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)^2}.$$
(4.33)

W obydwu przypadkach (zwarcia i obciążenia pojemnościowego) sygnał wyjściowy wibrującej sondy jest proporcjonalny do gęstości ładunku  $q_{sA}$ , ma charakter sinusoidalny i zależy zarówno od amplitudy drgań sondy  $\Delta l_0$ , jak i jej położenia spoczynkowego *l*. Wielkości te mogą ulegać zmianom w funkcji czasu, zatem układ pomiarowy wymaga okresowego skalowania.

51

Rozdział 4

#### 4.6. Metoda kompensacyjna z sondą wibracyjną

Jedną z metod uniknięcia wpływu geometrii układu pomiarowego (odległości sondy od próbki, amplitudy wibracji) na wynik pomiaru gęstości ładunku jest zastosowanie układu kompensacyjnego. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 4.6. Elektroda kompensacyjna, na której spoczywa próbka, znajduje się na określonym potencjale  $U_B$  w stosunku do ziemi. Analiza układu pomiarowego [4.9] prowadzi do zależności wiążącej natężenie pola E w szczelinie powietrznej nad próbką oraz napięcie zasilania elektrody kompensacyjnej  $U_B$ :

$$E = \frac{U_B \varepsilon_r - q_{sA} \frac{d}{\varepsilon_0}}{d + \varepsilon_r l}.$$
(4.34)

Jeżeli napięcie  $U_B$  przyjmie wartość  $U_z$ , dla której natężenie pola w szczelinie powietrznej E = 0, to powyższe równanie można przekształcić do postaci:



$$q_{sA} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r U_z}{d} \,. \tag{4.35}$$

Rys. 4.6. Schemat układu z sondą wibracyjną pracującą w układzie kompensacyjnym

Zależność (4.35) dowodzi, że stosując metodę kompensacyjną, można wyznaczyć efektywną gęstość ładunku powierzchniowego próbki, mierząc napięcie  $U_z$  potrzebne do kompensacji pola wytwarzanego przez badany ładunek w szczelinie. Ponieważ napięcie  $U_z$  jest w warunkach kompensacji równe co do wartości i przeciwne co do znaku napięcia źródła  $U_B$ , jego pomiar nie nastręcza żadnych problemów, ponieważ jest to pomiar napięcia stałego na źródłe o małej rezystancji wewnętrznej. Istotne jest, że wyznaczana wartość gęstości ładunku  $q_{sA}$  nie zależy od grubości szczeliny po-

wietrznej ani od amplitudy i częstotliwości drgań elektrody pomiarowej. Znak ładunku na próbce jest określony znakiem napięcia  $U_2$ , które nazywane jest napięciem zastępczym albo równoważnym naelektryzowanej próbki.

Przedstawiony wyżej układ z elektrodą wibrującą stosowany jest do precyzyjnych pomiarów gęstości ładunku na próbkach dielektryków stałych.

Prototypowe stanowisko do pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego metodą kompensacyjną, z zastosowaniem opracowanej przez autora głowicy wibracyjnej [4.12–4.14], przedstawiono na rysunku 4.7. Zasadniczą częścią układu pomiarowego jest elektrodynamiczna głowica wibracyjna o wysokiej czułości (1). Głowica zawiera elektrodę pomiarową sprzężoną mechanicznie z elektrodynamicznym układem napędowym, wzmacniacz wstępny o wysokiej impedancji wejściowej oraz przetwornik optoelektroniczny do wytwarzania napięcia odniesienia, synchronizującego detektor fazowy. Czułość głowicy zmienia się przez włączenie dodatkowych pojemności na wejściu wzmacniacza wstępnego. Sygnały napięciowe z głowicy sterują panelem pomiarowym (2) zawierającym generator, wzmacniaczem zasadniczym, wzmacniaczem napięcia synchronizacji, detektorem fazowym ze wskaźnikiem i układem sterowania. Dokładniejsze opisy innych rozwiązań sond wibracyjnych podano w pracach [4.15–4.17].



Rys. 4.7. Układ do kompensacyjnego pomiaru napięcia zastępczego oraz efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego na próbkach dielektryków za pomocą głowicy wibracyjnej

Podczas pomiaru płasko-równoległa próbka dielektryka (3) jest umieszczana na elektrodzie kompensacyjnej (4) stolika pomiarowego (5). Elektroda kompensacyjna zasilana jest ze stabilizowanego zasilacza napięcia kompensującego (6). Napięcie kompensujące jest mierzone za pomocą woltomierza cyfrowego (7). Wskaźnikiem zera (stanu pełnej kompensacji) jest woltomierz napięcia zmiennego w panelu pomiarowym, sterowany napięciem z elektrody wibrującej.

#### 4.7. Pomiar gęstości ładunku za pomocą miernika natężenia pola

Pomiary efektywnej gęstości ładunku przy użyciu mierników natężenia pola opierają się na relacji (4.6) wiążącej wartość natężenia pola elektrycznego w szczelinie nad próbką z wartością powierzchniowej gęstości ładunku. Pomiar gęstości ładunku za pomocą mierników natężenia pola może być wykonywany metodą bezpośrednią, jak również kompensacyjną. Układ przeznaczony do bezpośredniego pomiaru efektywnej gęstości ładunku na płasko-równoległych cienkich obiektach dielektrycznych przedstawiono na rysunku 4.8. W przypadku zaniedbania efektów brzegowych natężenie pola *E* mierzonego w szczelinie nad obiektem, z gęstością ładunku  $q_{sA}$  na płaskorównoległej próbce, od strony powierzchni czułej miernika pola łączy zależność:



$$q_{sA} = E\varepsilon_0 \left( 1 + \varepsilon_r \frac{l}{d} \right). \tag{4.36}$$

Rys. 4.8. Bezpośredni pomiar gęstości ładunku lub napięcia zastępczego płasko-równoległego obiektu za pomocą miernika natężenia pola

Jeżeli ograniczyć się do wyznaczenia napięcia zastępczego  $U_z$ , wówczas z zależności (4.35) oraz (4.36) otrzymuje się wyrażenie:

$$U_z = E\left(l + \frac{d}{\varepsilon_r}\right). \tag{4.37}$$

W przypadku pomiarów obydwu wielkości dla próbek cienkich, założenie  $d \ll l$  prowadzi do zależności:

$$q_{sA} \cong \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{l}{d} E , \qquad (4.38)$$

$$U_z \cong E \ l. \tag{4.39}$$

Zależność (4.39) wskazuje, że w przypadku cienkich próbek ich napięcie zastępcze może być wyznaczane w prosty sposób, za pomocą pomiaru natężenia pola w szczelinic o grubości dobrze określonej np. za pomocą podstawki dystansowej.

Mierniki natężenia pola elektrycznego mogą również być wykorzystane do pomiaru napięcia zastępczego w układzie kompensacyjnym, w którym spełniają one rolę detektora zera. Odpowiedni układ pomiarowy przedstawiono na rysunku 4.9.

Układ pomiarowy jest podobny do przedstawionego na rysunku 4.8, z tym że w miejsce elektrody uziemionej należy wstawić elektrodę kompensacyjną dołączoną do źródła napięcia kompensacyjnego (podobnie jak w układzie na rysunku 4.6). Natężenie pola *E*, mierzonego za pomocą miernika pola w szczelinie, zmniejsza się w warunkach pełnej kompensacji do zera, a wartość napięcia mierzonego na źródle  $U_B = -U_z$ . Gęstość ładunku powierzchniowego można wyznaczyć, korzystając z wyrażenia (4.35).



Rys. 4.9. Pomiar gęstości ładunku lub napięcia zastępczego płasko-równoległego obiektu za pomocą miernika natężenia pola metodą kompensacyjną

W opisanym układzie pomiary można wykonać metodą kompensacyjną jedynie na obiektach, które są (lub mogą być) izolowane od ziemi w sposób umożliwiający przyłożenie do nich napięcia kompensującego. Ponieważ napięcie kompensujące może przyjmować wartość rzędu kilku, a nawet kilkunastu kilowoltów, operacja taka nie zawsze jest możliwa. Innym ograniczeniem może być trwałe uziemienie jednej ze stron badanego obiektu, np. płyty, folii itd. W ostatnim przypadku pomiar metodą kompensacyjną można wykonać, stosując układ przedstawiony na rysunku 4.10. W układzie tym napięcie kompensujące przyłożone jest do miernika pola. Zadaniem rezystora ograniczającego jest obniżenie do żądanej wartości natężenia prądu płynącego w warunkach zwarcia miernika pola do ziemi. Wartość rezystancji rezystora ograniczającego nie jest krytyczna, ale powinna być znacznie mniejsza od rezystancji wewnętrznej stosowanego woltomierza (dzielnika napięcia). Ze względu na znaczną wartość napięcia kompensującego, jakie może być konieczne do osiągnięcia stanu kompensacji, ostatnie rozwiązanie można stosować jedynie w przypadku mierników z zasilaniem bateryjnym i światłowodowym przesyłem danych.

W trakcie wykonywania pomiarów w układach kompensacyjnych wartość gęstości ładunku wyznacza się z zależności (4.35), przy czym wartość napięcia zastępczego  $U_z$ jest równa co do wartości i przeciwna co do znaku napięciu kompensującemu  $U_B$  mierzonemu za pomocą woltomierza napięcia stałego w warunkach pełnej kompensacji, tj. kiedy miernik pola wykaże E = 0. Dokładność pomiaru ograniczona jest zatem głównie czułością miernika natężenia pola, która w zasadniczy sposób wpływa na dokładność wyznaczenia stanu kompensacji. W przypadku większości mierników pól ich czułość jest na poziomie 100 V/m (w szczególnych wykonaniach rzędu 10 V/m), stąd dla odległości l rzędu 10<sup>-2</sup> m czułość napięciowa układu będzie na poziomie 1V.



Rys. 4.10. Pomiar gęstości ładunku lub napięcia zastępczego płasko-równoległego obiektu metodą kompensacyjną, z napięciem kompensacyjnym przyłożonym do miernika natężenia pola

Pomiar opisanymi wyżej metodami można wykonywać przy użyciu większości mierników natężenia pola. W układach przedstawionych na rysunkach 4.8 i 4.9 mogą pracować mierniki pola bez przetwarzania, np. proste mierniki indukcyjne czy izotopowe [4.25]. Należy się jednak liczyć ze zwiększoną niestabilnością czasową takich przyrządów oraz ze znacznym wpływem na ich wskazania wszelkich zmian w gęstości jonów otaczającego środowiska, w którym prowadzone są pomiary. Najlepszym rozwiązaniem jest zastosowanie mierników z przetwarzaniem, np. młynków polowych [4.19–4.24].

W układach kompensacyjnych nie znajdują zastosowania mierniki z układami próbkującymi (typu *sample and hold*). Ograniczenie wynika z braku możliwości wykonywania pomiarów ciągłych, niezbędnych w trakcie procesu kompensacji. Gęstość

ładunku  $q_{sA}$  nie zależy od wielkości szczeliny, ale wyznaczenie wartości gęstości ładunku wymaga znajomości przenikalności elektrycznej dielektryka oraz jego grubości.

#### 4.8. Układy do pomiaru gęstości ładunku z autokompensacją

Kompensacyjne układy pomiarowe przedstawione na rysunkach 4.9 i 4.10, umożliwiające pomiar gęstości ładunku czy napięcia zastępczego  $U_z$ , bez obciążenia badanego obiektu, wymagają ręcznej regulacji napięcia kompensującego  $U_B$  aż do momentu uzyskania stanu skompensowania pola wytwarzanego przez obiekt polem zewnętrznym. W przypadku gdy gęstość ładunku zmienia się w czasie badania lub eksperymentu, np. w podwyższonych temperaturach, potrzeba utrzymywania stanu kompensacji wymaga permanentnej kontroli wartości napięcia  $U_B$ . Do ciągłego pomiaru napięcia można wykorzystać bezdotykowy woltomierz z autokompensacją pola w szczelinie pomiędzy sondą a powierzchnią próbki (ang. *true electrostatic voltmeter*). Woltomierz zawiera izolowaną sondę mierzącą natężenie pola w szczelinie, wzmacniacz błędu, wzmacniacz wysokonapięciowy i miernik napięcia. Pole mierzone sondą stanowi sygnał błędu, który po wzmocnieniu i wyprostowaniu podawany jest na obudowę sondy, polaryzując ją wysokim napięciem. Napięcie to wytwarza pole kompensujące w szczelinie pomiędzy sondą a powierzchnią badanej próbki [4.16, 4.17].

Charakterystyczną cechą tego układu jest brak zależności mierzonego napięcia od grubości szczeliny przy zmianie jej w granicach, w których nie jest widoczny wpływ efektów brzegowych. Dopuszczalna grubość szczeliny na ogół nie przekracza 3 mm. W opisanym układzie mierzone napięcie jest z definicji równe napięciu zastępczemu próbki  $U_z$ , zaś gęstość ładunku  $q_{s4}$  określa się, korzystając z zależności (4.35).

## 4.9. Problemy związane z pomiarem gęstości ładunku na taśmach w ruchu

Określenie wartości gęstości ładunku lub wytwarzanych przez nie pól na obiektach ruchomych może łączyć się z występowaniem dodatkowych komplikacji. Oprócz utrudnień związanych z wpływem obiektów uziemionych [4.24, 4.26–4.28] i naładowanych [4.29] znajdujących się w najbliższym otoczeniu obiektu badanego, wystąpić mogą problemy szczególnego rodzaju w sytuacji, gdy pomiar wykonywany jest na obiektach ruchomych o skończonej rezystywności skrośnej i powierzchniowej [4.30].

Jeżeli materiał badanego obiektu, np. tkaniny, taśmy pokrywane lub klejone, ma stosunkowo słabe właściwości elektroizolacyjne, np. jego rezystywność powierzchniowa mieści się w zakresie  $10^{10}-10^{13} \Omega$ , może wystąpić efekt lokalnego powierzchniowego transportu ładunku w najbliższym sąsiedztwie miernika pola prowadzący do istotnych zmian gęstości ładunku w stosunku do stanu niezaburzonego. Zjawisko można zilustrować przypadkiem pomiaru gęstości ładunku za pomocą standardowego miernika natężenia pola. W momencie zbliżenia uziemionego miernika pola do powierzchni badanego obiektu następuje lokalne obniżenie potencjału obiektu i wystąpienie składowej stycznej do powierzchni obiektu. Składowa ta wywołuje transport nośników ładunku i zmianę gęstości ładunku powierzchniowego.

W przypadku ruchomych obiektów w formie taśm istotnym parametrem określającym możliwość wystąpienia wspomnianego zjawiska jest współczynnik k określony zależnością:

$$k = \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0 \nu},\tag{4.39}$$

w której  $\sigma_s$  jest konduktywnością powierzchniową, v – liniową prędkością przesuwu taśmy.

Symulacje komputerowe rozkładów potencjału dla powyższego przypadku przedstawiono na rysunku 4.11. Rozkłady potencjału  $V/V_0$ , gdzie  $V_0$  jest potencjałem odniesienia, określonym dla dużej odległości od miernika pola wyznaczone dla przypadku k = 0, tj. dla taśmy z idealnego dielektryka, o konduktywności powierzchniowej  $\sigma_s = 0$ , lub dla taśmy poruszającej się z prędkością  $v \to \infty$ , oraz k = 0,75, potwierdzają efekt tworzenia się "dołu" potencjału oraz migracji ładunku. Pojawiający się "dół" potencjału powoduje transport i kumulację ładunku w obszarze pod miernikiem pola, co w efekcie podwyższa wartość zmierzonej gęstości ładunku (lokalnej gęstości ładunku mierzonej pod miernikiem pola) w stosunku do wartości gęstości ładunku występującej w warunkach niezaburzonych (sąsiedztwem elementów uziemionych).

Wielkość efektu kumulacji ładunku można określić za pomocą współczynnika korekcyjnego m. Współczynnik ten dla dwuwymiarowego modelu, w którym badana taśma przesuwa się w kierunku x, zaś pole od zgromadzonego ładunku mierzone jest w kierunku normalnym do wektora prędkości, można zdefiniować zależnością [4.30]:

$$m = \frac{\frac{1}{w} \int_{-w/2}^{w/2} E_y dx}{E_0},$$
(4.40)

w której w jest szerokością miernika pola,  $E_0$  – natężeniem pola mierzonym dla przypadku k = 0 ( $\sigma_s = 0$  i/lub  $\nu \rightarrow \infty$ ).

Na rysunku 4.12 przedstawiono zależność współczynnika korekcyjnego m od współczynnika k. Jak wynika z zależności (4.40), potwierdzone doświadczalnie zjawisko kumulacji ładunku w okolicy miernika pola może spowodować [5.30] nawet kil-kakrotne zawyżenie mierzonej gęstości ładunku w stosunku do wartości w stanie nie-zaburzonym.

Należy zaznaczyć, że zastosowanie kompensacyjnej metody pomiaru uniemożliwia wyeliminowanie problemu związanego ze zmianą lokalnej gęstości ładunku [4.31], jako że w miejscu "dołu" potencjału pojawia się jego lokalny wzrost, tj. "garb" potencjału, któremu towarzyszyć będzie również transport ładunku w kierunku stycznym do powierzchni badanego obiektu.



Rys. 4.11. Rozkłady potencjału w sąsiedztwie miernika pola umieszczonego nad naładowaną, ruchomą taśmą dla k = 0 (a) i k = 0.75 (b); w – szerokość miernika pola [5.30]



Rys. 4.12. Zależność wartości współczynnika korekcyjnego m od parametru k dla w/a = 10; w – szerokość miernika pola, a – grubość szczeliny powietrznej pomiędzy miernikiem pola a poruszającą się taśmą

#### Dodatek

#### Wyznaczenie gęstości ładunku powierzchniowego na podstawie pomiaru ładunku indukowanego na elektrodzie indukcyjnej

Przyjmuje się założenia podane w rozdziale 4.2. Układowi z rysunku 4.1 można przyporządkować pojemnościowy układ zastępczy przedstawiony na rysunku D.1.



Rys. D.1. Układ zastępczy dla układu pomiarowego z rysunku 4.1, dla przypadku obciążenia sondy pojemnością  $C_T$ 

W układzie przedstawionym na rysunku D.1 oznaczono:

- C<sub>p</sub> pojemność próbki (w obszarze objętym przez elektrodę pomiarową);
- C<sub>s</sub> pojemność warstwy powietrza pomiędzy sondą a próbką pojemność sprzęgająca.

Wartości pojemności określone są zależnościami:

$$C_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r s}{d},\tag{D.1}$$

$$C_s = \frac{\varepsilon_0 s}{l},\tag{D.2}$$

w których *s* jest powierzchnią elektrody pomiarowej (sondy). Ładunek o gęstości  $q_{sA}$  wytwarza na całkowitej pojemności układu napięcie  $U_p$ . Mierzone napięcie  $U_e$  na pojemności  $C_T$  określone jest zależnością:

$$U_e = U_p \frac{C_s}{C_s + C_T}.$$
 (D.3)

Zwykle  $C_T \gg C_s$  i zależność (D.3) można zapisać w postaci:

$$U_e \cong U_p \frac{C_s}{C_T}.$$
 (D.4)

Ponieważ dla  $C_T \gg C_s$ , to:

$$U_p \cong q_{sA}s \frac{1}{C_p + C_s} \,. \tag{D.5}$$

Wstawiając do zależności (D.5) wyrażenie na  $U_p$  z równania (D.4) oraz podstawiając  $C_p$ ,  $C_s$  zgodnie z zależnościami (D.1) oraz (D.2), otrzymuje się po uporządkowaniu zależność określającą gęstość ładunku powierzchniowego:

$$q_{sA} \cong \frac{U_e C_T}{s} \left( 1 + \varepsilon \frac{l}{d} \right). \tag{D.6}$$

Czynnik przed nawiasem stanowi gęstość powierzchniową ładunku indukowanego na powierzchni elektrody-sondy  $q_e$ . Sprowadza to zależność (D.6) do postaci (4.8).

#### Literatura

- [4.1] EGUCHI M., Further Researches on Permanently Polarized Dielectrics, Proc. Phys.-Mat. Soc., Japan, Vol. 2, 1920, 169.
- [4.2] KĘDZIA J., Polaryzacja statyczna jako kryterium starzenia dielektryków, Rozprawa doktorska. Instytut Podstaw elektrotechniki i Elektrotechnologii. Politechnika Wrocławska, Wrocław, 1972.
- [4.3] HILCZER B., MAŁECKI J., Elektrety i Piezopolimery. WNT, Warszawa, 1990.
- [4.4] KACPRZYK R., Pomiary gęstości ladunku powierzchniowego metodą podnoszonej elektrody, Pomiary, Automatyka, Kontrola, nr 11, 1984, 321.
- [4.5] SESSLER G.M., WEST J.E., Method for Measurement of Surface Charge Densities on Electrets, Rev. Sci. Instr., Vol. 42, No. 1, 1971, 15.
- [4.6] ZISMAN W.A., A New Method for Measuring Contact Potential Differences in Metals, Rev. Sci. Instr., Vol. 3, 1932, 366.
- [4.7] FREEDMAN L.A., ROSENTHAL L.A., An Apparatus for Study of Electrets, Rev. Sci. Instr., Vol. 21, 1950, 896.
- [4.8] FEASTER G.R., PROSSAK F.W., WIESMAN G.G., An Automatic Charge Measuring and Recording Apparatus, Rev. Sci. Instr., Vol. 23, 763, 1952.
- [4.9] REEDYK C.W., PERLMAN M.M., The Measurements of Surface Charge, J. Electrochem. Soc. Vol. 115, 1968, 49.
- [4.10] GUBKIN A.N., Elektrety, Izd. Nauka, Moskva 1978.
- [4.11] LUSCEJKIN G.A., Polimernyie elektrety, Izd. Chimija, 1976.
- [4.12] KACPRZYK R., A head for measurements of the surface charge density on solid dielectrics, Polish Technical Review., No. 4, 32, 1982.
- [4.13] KACPRZYK R., Głowica wibracyjna do pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego, Pomiary, Automatyka, Kontrola, Nr 4, 1984, 96.
- [4.14] KACPRZYK R., Sonda wibracyjna do pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego, Pat. PL nr 102615, 1977.
- [4.15] Fieldmeters, Models 255; 245, 171, Application Notes, Katalog firmowy Monroe Electronics, 1985.
- [4.16] VOSTEEN R.E., D.C. Electrostatic Voltmeters and Fieldmeters, Conf. Records of the 9th Annual Meeting of IEEE IAS, 1974.
- [4.17] Noncontacting Electrostatic Voltmeters, Trek Standard Product Catalog, 1993.
- [4.18] GUBKIN A.N., Prib. Techn. Eksperim., Vol. 4, 1959, 113.
- [4.19] MAPLESON W.W., WHITLOCK W.S., J. Atmos. Terr. Phys., Vol. 6, 1955, 61.
- [4.20] SECKER P.E., The use of field-mill instruments for charge density and voltage measurements. Inst. Phys. Conf. Ser., No. 27, 1975, 173.
- [4.21] POLLARD I.E., CHABB J.N., An instrument to measure electric fields under adverse conditions. Inst. Phys. Conf., Ser. No. 27, 1975, 182.

- [4.22] Precision Electrostatic Fieldmeter. Model 422; Handheld Electrostatic High Sensitivity Fieldmeter Model 107 HS; Intrinsically Safe Fieldmeter Model 179; Karty Katalogowe Industrial Development Bangor (UCNW) Ltd., Wales, 1982.
- [4.23] Electrostatic Fieldmeter Model 101. Karta katalogowa JCI John Chabb Instrumentation, 1985.
- [4.24] DAVIES D.K., The measurement and interpretation of electrostatic fields, Electrostatics Summer School'85, 11–13<sup>th</sup> Sept. School of Electronic Engineering Science University College of North Wales, Dean Str., Bangor, Gwynedd LL57 1UT, 3.1–3.16, 1985.
- [4.25] Radioizotopowy miernik natężenia pola elektrostatycznego typu RMEL-Fi, Instrukcja obsługi, Z.U.P. "Polon", Kraków, 1973.
- [4.26] SECKER P.E., The use of field-mill instruments for charge density and voltage measurement, Inst. Phys. Conf. Ser., No. 27, 1975, 173–181.
- [4.27] KACPRZYK R., Pomiary pól elektrostatycznych na taśmach, Mat. Międzynarodowego Sympozjum "Elektryzacja a bezpieczeństwo stosowania wyrobów włókienniczych", Instytut Włókiennictwa, Łódź–Arturówek, wrzesień 2010, 1994.
- [4.28] KACPRZYK R., Problemy pomiaru natężeń pól elektrostatycznych, Mat. IV Symp. Nauk.-Techn. "Nowoczesne Technologie Elektrostatyczne", Wydz. Elektryczny, Politechnika. Białostocka., Supraśl, 8–9 grudnia 1995.
- [4.29] DURKIN W.J., Electrostatic Measurements on Plastic Webs, Conf. Rec. of the Annual Meeting of IEEE IAS, 1993, 1728–1736.
- [4.30] KACPRZYK R., STEC C., Measurement of the surface charge density on moving webs, J. Electrostatics, Vol. 40–41, 1997, 455.
- [4.31] SKOPEC A., STEC C., KACPRZYK R., Koncepcja i zastosowanie w zagadnieniach teorii pola nowego rodzaju warunków brzegowych, Przegląd Elektrotechniczny. Vol. 88, nr 7a, 2012, 187– 192.

# 5. Badania rozkładu ładunku powierzchniowego

## 5.1. Wprowadzenie

Badania rozkładu ładunku powierzchniowego prowadzone były od dawna. Już w roku 1778 Georg Christoph Lichtenberg (1742–1799) zobrazował rozkłady ładunku "zapisane" na powierzchni obiektów nieprzewodzących (szkło), posypując ich powierzchnię mieszaniną pyłu siarki (kolor żółty) oraz minii Pb<sub>3</sub>O<sub>4</sub> (kolor czerwonawy). Cząsteczki siarki, mające zwykle (na skutek tryboelektryzacji) ładunek ujemny, osiadały na powierzchni obdarzonej ładunkiem dodatnim, zaś cząsteczki Pb<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, mające ładunek dodatni, kierowały się do obszarów o ładunku ujemnym. Uzyskane obrazy, tzw. figury Lichtenberga, przedstawiały rozkłady efektywnej gęstości ładunku na powierzchni badanych obiektów (rys. 5.1). Zasada wytwarzania figur Lichtenberga została wykorzystana w konstrukcji kserografów, jak również drukarek laserowych.



Rys. 5.1. Figura Lichtenberga otrzymana dla powierzchni folii poliestrowej o grubości 100 μm, umieszczonej pomiędzy elektrodą płaską o średnicy 50 mm oraz kołową o średnicy 5 mm, zasilaną napięciem dodatnim o wartości 9 kV

Współczesne badania rozkładu ładunku powierzchniowego lub wielkości pochodnych (potencjału) podyktowane są względami zarówno poznawczymi, jak i praktycznymi. Przykładami mogą być badania jednorodności elektretów, których celem jest opracowanie technologii otrzymania możliwie jednorodnych rozkładów [5.1, 5.2], czy też badania procesów kserograficznych [5.18]. Badania rozkładu powierzchniowego ładunku na różnych materiałach, elektryzowanych w warunkach silnie niejednorodnego ulotu w polu stałym [5.3], pozwalają przewidzieć zachowanie się powierzchni dielektryka podczas wyładowań (przeskoku) w układzie elektrod niesymetrycznych. Badania rozkładów stwarzają również możliwość oceny wpływu ładunku powierzchniowego na proces wyładowań powierzchniowych [5.4, 5.5].

W najwcześniejszych badaniach profili rozkładów ładunku wykorzystywano obrazy, otrzymywane na powierzchni naładowanego dielektryka przez posypanie go naładowanym elektrycznie pyłem. Zasadniczą zaletą tej metody była stosunkowo duża rozdzielczość uzyskanych obrazów. Nie pozwalała ona jednak na pomiary ilościowe, a jedynie na jakościowe obrazy rozkładu.

Dotychczas opracowano wiele metod badania rozkładu ładunku powierzchniowego pozwalających na liczbowe określenie lokalnej gęstości ładunku. W ciągu ostatnich 20 lat najczęściej stosowane były metody indukcyjne. Głowice pomiarowe przeznaczone do badań rozkładu działają na zasadach identycznych jak te omówione w rozdziale 4, przy czym powierzchnie odpowiednich elektrod są znacznie mniejsze (małe w porównaniu z powierzchnią badanego obiektu). Pociąga to za sobą istotne zmiany konstrukcyjne sondy i układowe w stosunku do wcześniej opisanych rozwiązań.

Zastosowaniu sond indukcyjnych w badaniach rozkładu ładunku powierzchniowego poświęcono wiele prac [5.7–5.17]. Chociaż stosuje się metody bezpośredniego pomiaru ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej [np. 5.11, 5.13], to ze względu na jej niewielkie pole powierzchni (określającej rozdzielczość sondy), a w związku z tym niewielką ich czułość, najczęściej stosuje się układy z przetwarzaniem. Zasadniczą zaletą tych ostatnich jest możliwość zastosowania selektywnych i stabilnych wzmacniaczy napięcia zmiennego o dużej impedancji wejściowej. Istotną zaletą sond bez przetwarzania, pomimo ich ograniczonej czułości, jest prostota budowy i niska cena, a także możliwość doboru jej właściwości (głównie rozdzielczości) do konkretnych potrzeb.

W ciągu ostatnich lat opracowano również inne metody, tzw. lokalnych zaburzeń, pozwalające częściowo usunąć wady metod indukcyjnych. Te niekonwencjonalne metody bazują na przejściowych i lokalnych zmianach geometrii warstwowego układu dielektryków. Zaburzenie lokalnej (na określonym, z reguły niewielkim obszarze) grubości próbki prowadzi do pojawienia się zmiennego sygnału na elektrodzie pomiarowej, o wartości zależnej od gęstości ładunku na zaburzonym obszarze. Zaburzenie o charakterze przejściowym lub periodycznym jest na tyle subtelne, że nie powoduje destrukcji próbki, przez co badanie jest nieniszczące. Przykładem może być metoda wykorzystująca lokalne ściśnięcie dielektryka za pomocą ablacyjnego impulsu ciśnienia, indukowanego impulsem światła lasera [5.6].

W tym rozdziale nie ujęto metod badań mikrorozkładów ładunku występujących w obszarach poniżej 100 µm, np. metody EFM (ang. *Electrical Force Microscopy*) [5.33, 5.34].

#### 5.2. Sondy indukcyjne bez przetwarzania

Sondy bez przetwarzania budowane są zwykle w formie cylindrycznych, koncentrycznych układów elektrod, z których elektroda zewnętrzna stanowi ekran, zaś dobrze izolowana elektroda wewnętrzna – indukcyjną elektrodę pomiarową.

Ogólne wymagania dotyczące sond indukcyjnych przeznaczonych do badania rozkładu ładunku przedstawiono m.in. w pracy [5.12]. Proste sondy indukcyjne znajdują zastosowanie głównie w pomiarach jednostkowych. Ich zasadniczą zaletą jest nieskomplikowana konstrukcja i relatywnie niski koszt realizacji.

Ze względu na sposób ekranowania sondy indukcyjnej i sposób jej przyłączenia do wzmacniacza wejściowego można wyróżnić przypadki przedstawione na rysunku 5.1. Połączenie przedstawione na rysunku 5.1a, w którym wykorzystywany jest wzmacniacz ładunku, stosuje się w przypadku pomiarów rozkładów ładunku o stosunkowo dużych gęstościach. Ponieważ napięcie wyjściowe  $U_{wyj}$  zależy od wartości pojemności  $C_T$  włączonej w obwód sprzężenia zwrotnego wzmacniacza, można ją właściwie dobrać biorąc pod uwagę z jednej strony wymaganą czułość, z drugiej zaś dynamikę wzmacniacza. Całkowita pojemność wejściowa  $C_T$  wzmacniacza wstępnego oraz rezystancja wejściowa  $R_T$  powinny spełniać warunek:

$$C_T R_T \gg t, \tag{5.1}$$

w którym t jest czasem skanowania rozkładu ładunku.

Tam gdzie zachodzi potrzeba badania bardzo małych gęstości ładunku (małych wartości ładunku indukowanego na sondzie), można wykorzystać układ z rysunku 5.1b, w którym sonda wraz z doprowadzeniem otoczona jest ekranem wewnętrznym, dołączonym do wyjścia wzmacniacza pracującego w charakterze wtórnika napięciowego. Zastosowanie ujemnego sprzężenia zwrotnego w formie ekranu polaryzowanego napięciem wyjściowym pozwala wydatnie zredukować pojemność wejściową sondy i w efekcie podwyższyć jej czułość napięciową.

Warto zaznaczyć, że w każdym przypadku bardzo istotną rolę odgrywa wartość prądu wejściowego stosowanego wzmacniacza operacyjnego, pracującego w charakterze wzmacniacza ładunkowego (rys. 5.1a) lub napięciowego (rys. 5.1b). Prąd wejściowy ładuje pojemność wejściową, prowadząc do tzw. dryftu zera (zjawisko opisane szczegółowo w rozdz. 7) podczas skanowania sondą powierzchni badanego obiektu. W ostatnich latach nastąpił zasadniczy postęp w konstrukcji wzmacniaczy operacyjnych o bardzo dużej impedancji wejściowej i niskich prądach wejściowych, czyli tzw. scalonych wzmacniaczy elektrometrycznych. Wzmacniacze takie umożliwiają szersze stosowanie do badań rozkładu ładunku zwykłych mikrosond indukcyjnych oraz przyczyniają się do ich swoistego renesansu. Zastosowanie w charakterze wzmacniaczy wstępnych zwykłych elektrometrów pracujących zarówno w funkcji woltomierza, jak i miernika ładunku, jest ograniczone.



Rys. 5.2. Przyłączenia sond indukcyjnych do wzmacniaczy wejściowych: a) sonda ze wzmacniaczem ładunku, b) sonda ze wzmacniaczem napięciowym o dużej impedancji wejściowej i dodatkowym ekranem w układzie ujemnego sprzężenia zwrotnego w celu obniżenia pojemności wejściowej

Ograniczenia wiążą się z jednej strony z dużą pojemnością kabli łączących sondę z wejściem elektrometru, z drugiej zaś z zakłóceniami generowanymi przez kable łączące sondę z elektrometrem podczas ich przemieszczania (wibracji) przy skanowaniu powierzchni badanej. Niektóre woltomierze – elektrometry wyprowadzone napięciem sprzężenia zwrotnego [5.32], pozwalają na realizację układu przedstawionego na rysunku 5.2b, wykorzystywanego do redukcji pojemności kabla doprowadzającego sygnał z sondy.

W przypadku pomiarów rozkładów w warunkach dynamicznych, kiedy proces pomiaru zamyka się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu milisekund, dryft zera wzmacniacza wejściowego nie odgrywa większej roli i do wzmocnienia sygnału wytwarzanego przez sondę można wykorzystać standardowe wzmacniacze od mikrofonów elektretowych. Ze względu na niewielkie wymiary wzmacniacza można go umieścić w najbliższym sąsiedztwie elektrody indukcyjnej sondy, w tej samej obudowie (ekranie). Przykład prostej sondy indukcyjnej, stosowanej do badania rozkładów ładunku na powierzchni tkanin w warunkach dynamicznych przedstawiono na rysunku 5.3 [5.29].



Rys. 5.3. Szkic sondy indukcyjnej do badań rozkładu ładunku i potencjału na powierzchni tkanin [5.29] (wymiary podane są w mm)

#### 5.3. Sondy indukcyjne z przetwarzaniem

Zasadniczą wadą sond bez przetwarzania jest dryft zera obserwowany podczas trwania procesu badania rozkładu. Ma to istotne znaczenie w sytuacji długich czasów pomiaru, np. skanowanie powierzchni. Dla tego typu pomiarów, w celu uniknięcia problemu dryftu, stosuje się sondy z przetwarzaniem. Ze względu na wymaganą dużą rozdzielczość sond elektrody indukcyjne powinny mieć niewielkie wymiary. Niewielkie wymiary elektrod predestynują wykorzystanie przetwarzania wibracyjnego. W układach z przetwarzaniem wibracyjnym elektroda pomiarowa, o powierzchni zwykle mniejszej niż 1 mm<sup>2</sup>, wibruje w kierunku prostopadłym do powierzchni badanego obiektu [5.14, 5.15, 5.21] lub jest okresowo przesłaniana za pomocą ruchomego (wibrującego) ekranu [5.16, 5.17, 5.20]. Zasada działania sond jest identyczna jak zasda działania sond przedstawionych w rozdziale 4.5. Fotografię mikrosondy wibracyjnej z wibracją poosiową [5.15], w kierunku normalnym do powierzchni badanej, oraz całego układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 5.4. Przykład wyników badań rozkładu napięcia zastępczego (jednoznacznie związanego z rozkładem efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego - rozdz. 2) na powierzchni tkanin [5.30] pokazano na rysunku 5.5. Za pomocą sondy przedstawionej na rysunku 5.4 można również wykonać pomiar rozkładu potencjału w układzie kompensacyjnym [5.15].

Rozdział 5



Rys. 5.4. Indukcyjna sonda wibracyjna: a) szczegół mikrosondy przeznaczonej do badania rozkładu ładunku z widoczną wibrującą elektrodą indukcyjną, b) widok pełnego układu pomiarowego z sondą



Rys. 5.5. Przykładowy rozkład napięcia zastępczego na powierzchni tkaniny polipropylenowo-poliamidowej (PP-PA) zmierzony wzdłuż kierunku jednej z przędz. Tkanina elektryzowana przez 3-krotne potarcie pianką polietylenową (PE) przy ciśnieniu ok. 30 kPa wzdłuż kierunku osnowy. Pomiar w warunkach normalnych po upływie 20 min od zakończenia elektryzacji Obecnie odpowiednim narzędziem umożliwiającym wyznaczenie rozkładu ładunku lub wielkości związanych mogą być komercyjne sondy do badania potencjału powierzchniowego [5.20, 5.21]. Sondy pracujące w układzie kompensacyjnym z kompensacją zewnętrzną, nazywaną stałoprądową (dc), umożliwiają kompensacyjny pomiar rozkładu potencjału na próbkach jednostronnie uziemionych. W tym przypadku napięcie kompensujące pole elektryczne w szczelinie pomiędzy sondą a próbką podawane jest na ekran mikrosondy.

Obraz rozkładu ładunku na powierzchni badanego obiektu uzyskuje się "przemiatając" w sposób uporządkowany całą badaną powierzchnię za pomocą sondy pomiarowej, umieszczonej możliwie blisko powierzchni badanego obiektu. Analizę prowadzi się najczęściej wzdłuż kolejnych linii znajdujących się jedna nad drugą [5.13, 5.30, 5.31]. Przykład wyników pomiaru rozkładu napięcia zastępczego na powierzchni płyty z polimetakrylanu metylu poddanej działaniu elektryzacji kontaktowej o niejednorodnym rozkładzie przedstawiono na rysunku 5.6.



Rys. 5.6. Rozkład napięcia zastępczego na płycie PMMA otrzymany po dociśnięciu do niej przez warstwę pianki PE cylindra metalowego o średnicach wewnętrznej 3,0 mm oraz zewnętrznej 12 mm Pomiary w warunkach normalnych ( $T = 20\pm2$  °C,  $h = 62\pm5\%$ ), przy średnim nacisku 3,2 kPa [5.30]

Jeżeli obiekt na to pozwala (np. cienkie folie polimerowe), analiza może być prowadzona po linii śrubowej [5.19]. W obu przypadkach minimalne grubości linii (skoku) ograniczone są rozdzielczością sondy.

Rozdzielczość sond potencjałowych zależy głównie od średnicy apertury pomiarowej (średnicy elektrody indukcyjnej) oraz jej odległości od badanej powierzchni [5.11, 5.12]. Rozdzielczość ta, w przypadku sond wibracyjnych, zwykle nie przekracza 1 mm.

Pomiary rozkładu ładunku (lub wielkości związanych) w każdym przypadku wymagają stosowania stolików pomiarowych, umożliwiających precyzyjne ustalenie współrzędnych próbki. Stoliki takie napędzane są silnikami bądź sterowane ręcznie i mogą być na potencjale ziemi lub polaryzowane napięciem kompensującym.

#### 5.4. Metoda impulsu ciśnienia

Metoda impulsu ciśnienia należy do grupy metod lokalnych zaburzeń. Zasadę działania metody przedstawiono na rysunku 5.7 [5.25]. W metodzie wykorzystano krótkotrwałe zaburzenie grubości próbki na jej powierzchni. W konsekwencji otrzymuje się przejściową zmianę ładunku indukowanego na sondzie. O ile całkowity ładunek na sondzie Q jest indukowany przez wszystkie ładunki na próbce, to składowa przejściowa ładunku Q zależy tylko od ładunku przemieszczanego w wyniku zaburzenia. Zaburzenie, rozumiane jako chwilowa zmiana grubości próbki, jest wytwarzane za pomocą krótkiego impulsu z lasera skierowanego i skupionego na metalowej elektrodzie frontowej, pokrytej cienką warstwą target (rys. 5.8). W wyniku gwałtownego odparowania targetu wytwarza się w obszarze plamki światła fala ciśnienia przechodząca przez badaną próbkę, wywołująca w efekcie przejściową zmianę jej grubości.



Rys. 5.7. Metoda impulsu ciśnienia: a) ładunek całkowity Q na sondzie indukowany ładunkiem powierzchniowym zgromadzonym na powierzchni A, b) zmiana ładunku indukowanego  $\Delta Q$  wywołana zaburzeniem (zmianą grubości próbki na powierzchni s)

Układ pomiarowy, zgodnie z rysunkiem 5.8, zawiera próbkę dielektryka o grubości *d*, wyposażoną z jednej strony w elektrodę i pokrytą z drugiej strony ładunkiem powierzchniowym o gęstości  $q_s(x, y)$ . Dla uproszczenia zakłada się, że dielektryk nie posiada ładunku przestrzennego i polaryzacji wolnorelaksacyjnej.


Rys. 5.8. Układ pomiarowy do badania rozkładu gęstości ładunku metodą impulsu ciśnienia (ablacji laserowej)

Skupiając wiązkę światła lasera na elektrodzie frontowej w punkcie ( $x_0, y_0$ ), wytwarza się lokalny impuls ciśnienia, który przemieszcza się przez próbkę z prędkością dźwięku v w czasie przejścia  $t_i = d/v$ . Efektem działania impulsu ciśnienia jest lokalne zmniejszenie grubości próbki dielektryka o wartość  $\Delta d$  i zmiana przenikalności elektrycznej w obszarze ściśniętym.

Przyjmując, że fala ciśnienia jest jednorodna na powierzchni s, a poza nią jest równa zeru i przemieszcza się w kierunku z, zmianę grubości próbki  $\Delta d(t)$  można opisać [6.25] zależnością:

$$\Delta d(t) = \chi \int_{z_f}^{z_0} p(z,t) dz , \qquad (5.2)$$

w której  $\chi = -(1/V) (dV/dp)$  jest ściśliwością materiału próbki,  $z_f = z_0 - vt$  – położeniem frontu fali ciśnienia  $z_f(t)$  zerowego rzędu, p(z, t) – rozkładem ciśnienia, v – prędkością rozchodzenia się fali, V – objętością.

W przypadku, gdy fala ciśnienia ma charakter skoku jednostkowego, wyrażenie (5.2) redukuje się do postaci:

$$\Delta d(t) = \chi \,\Delta p \, v \, t. \tag{5.3}$$

Odległość między elektrodami, tj. pomiędzy elektrodą frontową, naniesioną na próbkę wraz z targetem, oraz sondą, można podzielić na trzy obszary (rys. 5.8). Pierwszy związany ze szczeliną powietrzną pomiędzy sondą a próbką ( $0 < z < z_1(t)$ ), drugi – nieściśnięty obszar próbki dielektryka  $z_1(t) < z < z_f(t)$ ) i trzeci – ściśnięty obszar

próbki  $z_f < z < z_0(t)$ ). Przenikalności elektryczne w wymienionych obszarach są odpowiednio:  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_0 \varepsilon_r$  oraz  $\varepsilon_0 \varepsilon_r'$ .



Rys. 5.9. Model warstwowego układu dielektryka przy przechodzeniu fali ciśnienia

Dla uproszczenia analizy przyjmuje się, że średnica sondy jest znacznie większa od średnicy obszaru zaburzonego oraz odległości pomiędzy sondą a elektrodą frontową, jak również jednorodny rozkład ładunku powierzchniowego  $q_s$  w analizowanym obszarze. Ładunek Q indukowany na sondzie przez ładunki leżące na powierzchni s przed propagacją fali ciśnienia będzie w warunkach zwarcia określony zależnością:

$$Q = \frac{-q_s s d}{d + z_1 \varepsilon_r} \,. \tag{5.4}$$

Podczas propagacji fali w próbce, tzn. dla czasów  $t < t_t$ , chwilowa wartość ładunku Q(t) wyniesie:

$$Q(t) = \frac{-q_s s d'(t)}{d'(t) + z_1(t)\varepsilon_r},$$
(5.5)

gdzie

$$d'(t) = z_f(t) - d_1(t) + \left(\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_r}\right) \left[d_0(t) - z_f(t)\right].$$
(5.6)

W wyniku deformacji w obszarze *s* pojawi się zmiana indukowanego na sondzie ładunku o wartości:

$$\Delta Q(x_0, y_0, t) = Q(t) - Q, \tag{5.7}$$

gdzie  $x_0$ ,  $y_0$  są współrzędnymi punktu, na który działa impuls laserowy (obszar działania impulsu potraktowano jako punktowy). Ostatecznie otrzymuje się, że:

$$\Delta Q(x_0, y_0, t) = q_s(x_0, y_0) \ s \ F(t, \Delta p), \tag{5.8}$$

przy czym  $F(t, \Delta p)$  jest pewną funkcją zależną od kształtu impulsu ciśnienia. Przebieg funkcji można określić, wykorzystując zależność (5.2). Ostatnie wyrażenie pokazuje, że składowa czasowa (przejściowa) ładunku  $\Delta Q(x_0, y_0, t)$ , powstała w wyniku działania impulsu ciśnienia jest proporcjonalna do gęstości ładunku powierzchniowego  $q_s(x_0, y_0)$ w miejscu działania impulsu o współrzędnych  $(x_0, y_0)$ , a zmierzenie jej dla określonego czasu  $t_0$  od momentu wytworzenia impulsu ciśnienia pozwala wyznaczyć rozkład ładunku  $q_s(x, y)$ .

Przedstawiona metoda ma pewne wady. Jedną z nich jest konieczność stosowania aparatury zdolnej rejestrować przebiegi impulsów w zakresie nanosekund, drugą – konieczność stosowania szybkich laserów impulsowych dających powtarzalne impulsy i problem uzyskania jednakowych impulsów ciśnienia tak w sensie ich kształtu, jak i amplitudy. Należy również zaznaczyć, że ablacyjna natura powstawania impulsu ciśnienia ma charakter niszczący ze względu na elektrodę, na którą pada strumień światła lasera o bardzo wysokiej mocy (na poziomie gigawatów). Metoda wyklucza zatem możliwość wykonania ponownego pomiaru w tych samych warunkach i ewentualnego uśrednienia wyników.

## 5.5. Metoda okresowego nagrzewania

W opracowanej przez autora metodzie okresowego nagrzewania [5.26], służącej do badania rozkładu ładunku powierzchniowego, wykorzystuje się laser półprzewodnikowy lub laser HeNe małej mocy oraz standartową aparaturę do pomiaru sygnałów niskiej częstotliwości.

Żasadę pomiaru lokalnej gęstości ładunku powierzchniowego przedstawiono na rysunku 5.9. Obiekt w postaci jednostronnie metalizowanej folii (elektret) o grubości di względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$  jest umieszczony w niewielkiej odległości xod elektrody pomiarowej o promieniu R i powierzchni A. Na elektret, od strony metalizacji, działa strumień światła laserowego o przekroju kołowym s 1 promieniu r. Natężenie światła jest jednorodne w obszarze strumienia, zaś jego amplituda  $I_0$  jest modulowana z częstością  $\omega$ . Dla uproszczenia analizy problemu przyjęto, że:

- w obszarze analizowanym ładunek ma jednakową gęstość powierzchniową równą qs;
- lokalny przyrost temperatury  $\Delta T$  jest na tyle mały, że odpowiadający mu (w obszarze działania strumienia światła) przyrost grubości elektretu  $\Delta d \ll d$ ;
- przenikalność elektryczna materiału elektretu  $\varepsilon$  nie zależy od temperatury;
- geometria układu pomiarowego zachowuje relacje:  $r \gg d$ ,  $x \gg d$ ,  $r \ll R$ .



Rys. 5.10. Pomiar powierzchniowej gęstości ładunku metodą lokalnego nagrzewania próbki

Ładunek o gęstości powierzchniowej  $q_s$  zgromadzony na analizowanej powierzchni elektretu s, indukuje na elektrodzie pomiarowej ładunek Q o wartości podanej zależnością (5.4). Jeżeli na powierzchnię s elektretu będzie działał strumień światła, nastąpi lokalny przyrost temperatury prowadzący do zmiany grubości folii (na skutek jej rozszerzalności cieplnej) w tym obszarze. Konsekwencją zmiany grubości folii jest zmiana wartości ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej  $\Delta Q$ . Przyjmując brak rozkładu temperatury wzdłuż grubości folii oraz temperaturowej zależności względnej przenikalności elektrycznej folii  $\varepsilon_r$ , zmianę ładunku  $\Delta Q$  można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta Q = -q_S \frac{sx\varepsilon_r \Delta d}{(d + \Delta d + x\varepsilon_r)(d + x\varepsilon_r)}$$
(5.9)

bądź dla  $\Delta d \ll d$  z przybliżonej zależności:

$$\Delta Q \cong -q_S \frac{s x \varepsilon_r \Delta d}{\left(d + x \varepsilon_r\right)^2}.$$
(5.10)

Biorąc pod uwagę, że grubość  $d \ll x$ , można ją pominąć w mianowniku wyrażenia (5.10), a dla przyrostu napięcia na elektrodzie pomiarowej  $\Delta U$  ostatecznie zapisać:

$$\Delta U \cong -q_S \frac{s\Delta d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r A} \,. \tag{5.11}$$

W zależności (5.11) przyjęto, że pojemność elektrody pomiarowej jest określona wyłącznie pojemnością szczeliny powietrznej pomiędzy folią a elektrodą o grubości *x*.

Jeżeli absorber na powierzchni metalizacji elektretu jest oświetlany periodycznie wiązką o natężeniu:

$$I = I_0 (1 + e^{i \omega t}), (5.12)$$

gdzie  $I_0$  jest natężeniem niemodulowanego strumienia światła [W/m<sup>2</sup>], wówczas, po spełnieniu warunku  $\omega \tau \ll 1$ , gdzie  $\omega$  jest częstością modulacji wiązki światła,  $\tau = c\rho d^2/\lambda$ ,  $\rho$  – gęstością, c – ciepłem właściwym,  $\lambda$  – przewodnością cieplną materiału folii (elektretu), fluktuację temperatury  $T_{\omega}(x, t)$  w objętości oświetlonej części próbki można wyznaczyć z zależności [5.27]:

$$T_{\omega}(x,t) = \frac{I_0 \gamma(1-i)}{2cD} \frac{\cosh D(1+i)x}{\sinh D(1+i)d} e^{i\omega t},$$
(5.13)

w której  $D = (\omega/2K)^{1/2}$ ,  $\gamma$  jest współczynnikiem absorpcji, K – stałą dyfuzji cieplnej.

Jeżeli przyjąć, że grubość próbki jest znacznie mniejsza niż stała dyfuzji cieplnej, co oznacza założenie braku rozkładu temperatury wzdłuż grubości próbki, i ograniczyć się do wyznaczenia temperatury na jej powierzchni, tj. przyjąć odpowiednio, że iloczyn Dd jest mały oraz x = d, wówczas, ograniczając się do pierwszego wyrazu rozwinięcia w szereg wyrażeń na funkcje hiperboliczne, można dla temperatury na powierzchni (I praktycznie w objętości) sformułować wyrażenie:

$$T_{\omega}(d,t) = \frac{I_0 \gamma d(1-i)}{2\lambda} e^{i\omega t} .$$
(5.14)

Dla przyrostu temperatury  $\Delta T$  w obszarze oświetlonym można więcnapisać:

$$\Delta T(t) = \Delta T_O \ e^{i\omega t} , \qquad (5.15)$$

gdzie  $\Delta T_O$  jest przyrostem temperatury w obszarze naświetlonym w stanie ustalonym. Przyjmując brak rozkładu temperatury wzdłuż grubości obiektu (elektretu), podobną zależnością będzie określona czasowa zmiana jego grubości  $\Delta d(t)$  w części oświetlonej. Zależność ta w połączeniu z wyrażeniem (5.11) prowadzi do relacji:

$$\Delta U(t) \cong \Delta U_0 \ e^{i\omega t},\tag{5.16}$$

przy czym wartość amplitudy składowej zmiennej napięcia  $\Delta U_0$  będzie określona rówaniem [5.26]:

$$\Delta U_0 = q_s \frac{sd^2 \gamma \alpha I_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r \lambda A}, \qquad (5.17)$$

w którym  $\alpha$  jest rozszerzalnością cieplną materiału elektretu.

Przemieszczając zatem strumień światła o przekroju s po metalizowanej powierzchni elektretu, można, na podstawie znajomości amplitudy  $\Delta U_0(x, y)$ , określić lokalne wartości modułu gęstości  $q_s(x, y)$  i w konsekwencji jej rozkład powierzchniowy. Badania rozkładu łącznie z określeniem znaku można wykonać, wykorzystując bezpośredni pomiar amplitudy i fazy napięcia lub też metodę kompensacyjną. W ostatnim przypadku na elektrodę (metalizację) elektretu podaje się napięcie kompensujące pole w szczelinie, w obszarze działania strumienia światła.

Przekrój zasadniczej części zrealizowanego przez autora stanowiska pomiarowego przedstawiono na rysunku 5.11. Folia elektretowa (1) napięta na metalowych pierścieniach zaciskających (2) jest dociśnięta do podstawy (3) podkładką dystansową (4) za pomocą płytki (5) oraz śrub (6). W przypadku elektretu o grubości 25 µm podkładka (4) miała grubość 100 µm. W najbliższym sąsiedztwie elektrody pomiarowej (7) zamocowanej na podstawie (3) umieszczono przedwzmacniacz (8) o wysokiej impedancji wejściowej. Elektroda pomiarowa miała średnicę 50 mm. Przedwzmacniacz jest ekranowany ekranem elektrostatycznym (9). Elektret (1) jest oświetlany od strony metalizowanej, pokrytej cienką warstwą absorpcyjną (grafit koloidalny) strumieniem światła uzyskiwanym z lasera półprzewodnikowego (10) o mocy około 3 mW, uzupełnionego optycznym układem skupiającym (11). Oświetlacz daje na powierzchni absorbera plamkę o średnicy ok. 1 mm. Pierścienie napinające (2) mają bezpośredni kontakt z elektrodą (metalizacją) elektretu, dołączoną do końcówki (12). Końcówka ta może być dołączona bądź do ogólnej masy układu, bądź do zasilacza napięcia kompensującego (13). Zmianę położenia elektretu w stosunku do strumienia światła uzyskano za pomocą układu mechanicznego przesuwającego podstawę (3) wraz z zamocowanymi na niej elektretem (1) i pozostałymi elementami. Położenie kontrolowano za pomocą śruby mikrometrycznej. Sygnał położenia, otrzymywany z czujnika (14) steruje wejściem X rejestratora X-Y (15). Wejście Y rejestratora jest sterowane z woltomierza selektywnego (16) dołączonego bezpośrednio do przedwzmacniacza (7). Laser półprzewodnikowy (10) jest sterowany z generatora (17) zawierającego układ dopasowujacy, umożliwiajacy modulowanie strumienia światła z wybrana czestościa  $\omega$ .



Rys. 5.11. Szkic układu do pomiaru gęstości ładunku powierzchniowego metodą lokalnego nagrzewania próbki

Przykład wyników badań rozkładu napięcia zastępczego, otrzymanych przy użyciu opisanego wyżej układu, przedstawiono na rysunku 5.12.



Rys. 5.12. Powierzchniowy rozkład amplitudy składowej zmiennej napięcia  $U_{rms} = \Delta U_0(x, y)$ uzyskany na powierzchni folii polipropylenowej (PP) na skutek wyładowań w szczelinie powietrznej o kształcie soczewki o średnicy 15 mm i maksymalnej grubości 0,5 mm

Rozkład amplitudy napięcia  $\Delta U_0(x, y)$ , odzwierciedla rozkład ładunku powierzchniowego, jaki został "zapamiętany" na powierzchni jednostronnie metalizowanej folii polipropylenowej po poddaniu jej lokalnemu działaniu wyładowań niezupełnych. Wyładowania niezupełne występowały w układzie elektroda–folia–soczewkowata szczelina powietrzna–elektroda. Szczelina w kształcie "soczewki" miała średnicę równą 15 mm, zaś jej największa grubość wynosiła 0,5 mm. Rozkład przedstawiony na rysunku 5.12 uzyskano po polaryzacji całości napięciem stałym o wartości +2,0 kV, kiedy wyładowania niezupełne objęły całą powierzchnię szczeliny.

Badania rozkładu ładunku wykonano dla częstotliwości modulacji wiązki światła wybranej na podstawie warunku  $\omega \tau \ll 1$ . Przyjęto  $\omega \tau \leq 0,1$ , co w przypadku elektretu z folii polipropylenowej o grubości 25 µm prowadzi do warunku  $\omega \leq 30$  Hz. Ze względu na ograniczoną impedancję wejściową przedwzmacniacza oraz stałą czasu detektora woltomierza selektywnego wybrano możliwie najwyższą częstotliwość, tj. 30 Hz.

Na elektrodzie pomiarowej o średnicy 50 mm, umieszczonej w odległości 100 µm od powierzchni elektretu, uzyskiwano napięcie zmienne na poziomie 0,5–0,6 mV, przy napięciu zastępczym elektretu rzędu 300 V i zerowej wartości napięcia kompensujące-

#### Rozdział 5

go. Sygnał taki otrzymywano przy oświetleniu elektretu, od strony metalizacji, na której położono cienką warstwę grafitu koloidalnego. Do analizy zastosowano wiązkę światła czerwonego o średnicy około 1 mm, uzyskiwaną z lasera półprzewodnikowego o mocy 3 mW.

Analiza wartości składowych zmiennych napięcia przeprowadzona dla próbek o znanej gęstości ładunku powierzchniowego (napięcia zastępczego) wykazuje, że lokalne podwyższenie temperatury próbki jest na poziomie 2–4 °C. Niewielki lokalny przyrost temperatury, nie będzie miał większego wpływu na stałą czasu magazynowania ładunku, co czyni pomiar nieniszczącym.

W opisanej metodzie, ze względu na stosunkowo małą odległość elektret–elektroda pomiarowa (w porównaniu ze średnicą wiązki,  $r \gg x$ ), rozdzielczość jest ograniczona głównie średnicą analizowanej powierzchni, podobnie jak to ma miejsce w przypadku sond indukcyjnych [5.12]. Można w pierwszym przybliżeniu przyjąć, że jest równa średnicy wiązki światła na powierzchni absorbera (grafitu), co umożliwia uzyskanie rozdzielczości ok. 1 mm.

#### Literatura

- [5.1] SESSLER G.M., Research in Polymer Electrets, Phot. Sci. Eng., Vol. 18, 1974, 162.
- [5.2] GERHARD-MULTHAUPT R., PETRY W., High-resolution probing of surface charge distributionson electrical samples, J. Phys. E, Sci. Instrum., Vol. 16, 1983, 418.
- [5.3] KACPRZYK R., STAROŃ J., SAKAL P., Elektryzacja powierzchni dielektryków metodą koronową. Mat. Konf. "Postępy w Elektrotechnologii", II Konf. Naukowa, Szklarska Poręba, 4–6 września 1996, 205.
- [5.4] FARISH O., AL.-BAWY I., *Effect of Surface Charge on Impulse Flashover of Insulators in SiF6*, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 26, No. 3, 1991, 443.
- [5.5] AL-BAWY I., FARISH O., Charge Deposition on an Insulating Spacer under Impulse-Voltage Conditions, IEE-Proc. A, Vol. 138, 145, 1991.
- [5.6] ALQUIE C., CHAPRAK G., LEWINER J., Pulsed laser determination of surface electric charge distribution, J. Phys. Letters, Vol. 43, 1982, L-687.
- [5.7] BAUM E.A., LEWIS T.J., TOOMER R., *Decay of electrical charge on polyethylene films*, J. Phys. D: Appl. Phys, Vol. 10, 1977, 487–497.
- [5.8] DAVIES D.K., The examinatin of the electrical properties of insulators by surface charge measurement, J. Sci. Instrum., Vol. 44, 1967, 521–524.
- [5.9] FEDER J., Storage and examination of high-resolution charge images in teflon foils, J. Appl. Phys., Vol. 47, 1976, 1741–1745.
- [5.10] FORD T.R., *Measurement of the distribution of surface electric charge by use of capacitive probe*, J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 2, 1969, 411–413.
- [5.11] HAENEN H.T.M., HOSSELET L.M.L.F. Messaufbau zum Registirieren der örtlichen Verteilung der Ladung auf statisch geladen flechen Dielektriken. ATM (Archiv für technisches Messen), V-942-17, 1976, 23–26.
- [5.12] HAENEN H.T.M. Potential probe measurement analysis and charge distribution determination, J. Electrostatics, Vol. 2, 1977, 203.
- [5.13] HUGHES K.A., SECKER P.E., A two-dimentional charge scanning instrument for flat insulating sheet, J. Phys. E: Sci. Instrum., 1971, 362–365.

- [5.14] SKALAUSKAS J., DOBROVOLSKIS A.T., Izmeritel raspredelenija poverchnostnogo električeskovo potencjala, Prib. Techn. Eksperim., Nr 3, 1978, 165–168.
- [5.15] KACPRZYK R., Sonda do pomiaru rozkładu potencjału powierzchniowego i wielkości pochodnych, Pomiar, Automatyka, Kontrola, nr 11, 1984, 321–322.
- [5.16] NORDHAGE F., BACKSTROM G.J., Oscilating probe for charge density measurement, J. Electrostatics, Vol. 2, 1976, 91–5.
- [5.17] LUSCEJKIN G.A., Polimernye elektrety, Izd. Chimia, Moskva, 1976.
- [5.18] SCHAFFERT R., Electrophotography, New York, Focal, 1975
- [5.19] ZICHY E. L., *Electrostatic charges associated with dielectric surfaces*, Adv. Static Electricity, Vol. 1, 1970, 42–45.
- [5.20] Monroe Electronics Inc. Karta katalogowa Model 1017 Isoprobe, 1985.
- [5.21] Trek. Standard Product Catalog, Probe 6000B, 1993.
- [5.22] KACPRZYK R., Wzmacniacz do mikrosondy napięciowej, Pomiar, Automatyka, Kontrola, nr 1, 1994, 6-7.
- [5.25] ALQUIE C., CHAPRAK G., LEWINER J., Pulsed laser determination of surface electric charge distributions, J. Phys. Letters, Vol. 43, 1982, L687–693.
- [5.26] KACPRZYK R., ŁOWKIS B., MOTYL E., Application of a Modulated Light Beam for the determination of the Charge Pattern. Conf. Rec. 10<sup>th</sup> International Symposium on Electrets ISE 10, 22–24 Sept. 1999, Delphi, Greece.
- [5.27] LANG S.B., DAS-GUPTA D.K., Laser intensity modulation method: A technique for determination of spatial distribution of polarization and space charge in polymer electrets, J. Appl. Phys., Vol. 59, (6), 1986, 2151–2160.
- [5.28] LICHTENBERG G.C., Super nova methoda motum ac naturam fluidi electrici investigandi, Göttinger Novi Commentarii, Göttingen, 1777.
- [5.29] KACPRZYK R., Study of Electric Fields in Fabric Surroundings, Fibres and Textiles in Eastern Europe, Vol. 19, No. 1(84), 2011, 50-54.
- [5.30] KACPRZYK R., ULATOWSKI W., *Pressure Mapping Using a Double Layer Dielectric System*. IEEE Trans. on Dielectrics and Electr. Insul. Vol. 16, No. 3, 2009, 655–660.
- [5.31] KACPRZYK R., LEWANDOWSKI M., Pressure-Potential Conversion in a Textile-Rigid Dielectric System, Fibres and Textiles in Eastern Europe, Vol. 17, No. 1(72), 2009, 71–74.
- [5.32] Bedinungsanleitung. Schwingkondensator-Elektrometer Typ 6350. VEB Statron, RFT, Fuerstenwalde, 1973.
- [5.33] SAUERNBACH F., TERRIS B.D., *Electrostatic Writing and Imaging Using a Force Microscope*, IEEE Trans. on Industr. Appl., Vol. 28, No. 1, 1992, 256–260.
- [5.34] GIRARD P., Electrostatic force microscopy: principles and some applications to semiconductors, Nanotech., Vol. 12, 2001, 485–490.

## 6. Pomiary potencjału oraz napięcia

## 6.1. Wprowadzenie

Pomiar potencjału (bądź napięcia w stosunku do ziemi) obiektów stałych wykonywany jest w celu oceny zagrożeń od elektryczności statycznej, jak również kontroli i oceny parametrów technologicznych [6.1–6.3]. Mogą być to również pomiary napięcia zastępczego naelektryzowanych materiałów i elementów wykazujących właściwości elektretowe, tj. zdolnych do wytwarzania w swoim otoczeniu wolnozmiennego (quasi stałego) pola elektrycznego [6.4]. Przykładami obiektów, na których wykonuje się pomiary napięcia zastępczego mogą być: membrany elektretowe urządzeń elektroakustycznych, płytki dozymetrów elektretowych, bębny fotoelektretowe współczesnych drukarek laserowych czy kserografów, jak również kontrola właściwości antystatycznych oraz jednorodności taśm, wykładzin (w tym antystatycznych), materiałów opakowaniowych, tkanin itp.

Charakterystyczną cechą większości obiektów, na których wykonuje się pomiary potencjału bądź napięcia, jest ich bardzo duża zastępcza rezystancja wewnętrzna bądź rezystancja upływu, której wartość może osiągać poziom  $10^{15} \Omega$  i wyższy.

Problemy oraz potrzeby związane z pomiarami napięć na obiektach o ekstremalnie wysokiej rezystancji wewnętrznej występują również w zakresie badań poznawczych, m.in. podczas badań procesów gromadzenia i transportu ładunku w materiałach dielek-trycznych, badań procesów relaksacyjnych występujących w materiałach elektroizolacyjnych itp. [6.4–6.7]. Obiektami o bardzo dużej zastępczej rezystancji wewnętrznej mogą być również elementy układów pomiarowych, np. sondy pomiarowe, klatka Faraday'a, stosowane do pomiarów ładunku, natężenia pola itp., omówione w rozdziałach 4, 5 i 7.

W obiektach badanych, na których mierzone jest napięcie, może następować wewnętrzny przepływ ładunku, umożliwiający utrzymanie ich ekwipotencjalności, bądź też obiekty w całej objętości mogą być nieprzewodzące. Ilustracją pierwszego z wymienionych przypadków może być metalowe złącze łączące odcinki duktu wykonane

#### Rozdział 6

z nieprzewodzących rur, którego napięcie w stosunku do ziemi jest mierzone ze względu na ocenę zagrożenia. Ilustracją drugiego przypadku może być pomiar potencjału wzdłuż powierzchni nieprzewodzącej taśmy. W większości przypadków obiekty naładowane wykazują wysoką rezystancję upływu (rezystancję wewnętrzną) i można je z powodzeniem traktować jako "obiekty ze stałym ładunkiem". Należy podkreślić, że pojęcie "obiektu ze stałym ładunkiem" nie zostało właściwie ujęte w literaturze dotyczącej metrologii elektrostatycznej, co w konsekwencji prowadzi w wielu przypadkach do poważnych błędów interpretacyjnych, proceduralnych bądź do braku zrozumienia obserwowanych efektów przez mierzących.

Wysoka rezystancja wewnętrzna obiektów badanych wymaga stosowania do pomiaru ich potencjału szczególnych przyrządów bądź metod pomiarowych. Klasycznym rozwiązaniem, wykorzystywanym w najwcześniejszych eksperymentach było zastosowanie woltomierzy elektrostatycznych bądź elektrometrów, działających na zasadzie przetworników elektromechanicznych. Parametrem wyróżniającym stosowane woltomierze bądź elektrometry była ich bardzo duża rezystancja wewnętrzna, ograniczona głównie rezystancją izolatorów przepustowych lub wsporczych. Ze względu na niewielką czułość tych przyrządów, jak również praktyczny brak kontroli ich rezystancji wewnętrznej, elektromechaniczne woltomierze elektrostatyczne oraz elektrometry znajdują obecnie ograniczone zastosowanie w praktyce. Dodatkowym problemem związanym z zastosowaniem woltomierzy elektromechanicznych jest ich wysoka cena oraz awaryjność subtelnych ustrojów pomiarowych przetwarzających natężenie pola na wychylenie wskazówki.

Ponieważ obiekty badane, w znakomitej większości przypadków, zachowują się jak obiekty ze stałym ładunkiem, pomiary potencjałów stałych wykonuje się w takiej sytuacji metodami bezkontaktowymi, przy użyciu mierników pól czy bezkontaktowych woltomierzy elektrostatycznych [6.8, 6.9].

## 6.2. Kontaktowe metody pomiaru napięcia

Metody kontaktowe wymagają bezpośredniego, galwanicznego przyłączenia woltomierza do badanego obiektu. Można je zatem stosować jedynie dla obiektów przewodzących i półprzewodzących. Próby wykorzystania sond potencjałowych do "punktowych" pomiarów napięcia na obiektach o dużej rezystancji wewnętrznej (próbkach dielektrycznych) podejmowane za pomocą elektrometrów wykazały, że za miarodajne można przyjmować wyniki uzyskane na próbkach o rezystywności skrośnej  $\rho_v$  nie większej od 10<sup>12</sup> Ωm [6.10].

Problem pomiaru napięcia na obiektach o wysokiej rezystancji wewnętrznej można rozważać na podstawie schematu zastępczego układu pomiarowego (rys. 6.1). Obiekt badany zamodelowano jako źródło napięcia stałego o wartości  $U_z$ , ładujące, przez zastępczą rezystancję wewnętrzną  $R_{wz}$ , pojemność obiektu  $C_z$ . Woltomierz V jest woltomierzem idealnym. Pojemność wejściową oraz rezystancję wewnętrzną woltomierza rzeczywistego przedstawiono jako  $C_V$  oraz  $R_V$ . Woltomierz dołączany jest do obiektu przez zamknięcie w chwili t = 0 wyłącznika W. W chwili  $t = 0^+$  (tuż po zamknięciu wyłącznika) woltomierz V zmierzy napięcie:



Rys. 6.1. Schemat zastępczy układu pomiaru napięcia na obiekcie o wysokiej zastępczej rezystancji wewnętrznej

W stanie ustalonym, tj. dla czasu  $t \to \infty$ , napięcie U(t) przyjmie wartość  $U_{\infty}$  określoną zależnością:

$$U(t) = U_{\infty} = U_{z} \frac{R_{V}}{R_{V} + R_{wz}}.$$
(6.2)

Zmiana napięcia U(t) od wartości  $U_0$  do  $U_\infty$  będzie zachodziła w sposób wykładniczy, ze stałą czasu  $\tau$  określoną zależnością:

$$\tau = (C_z + C_V) \frac{R_V R_{wz}}{R_V + R_{wz}}.$$
(6.3)

Wyrażenia (6.1)–(6.3) określają przydatność woltomierza o parametrach  $R_V$  i  $C_V$  do pomiaru napięcia na obiekcie o parametrach  $R_{wz}$  i  $C_z$ . Do wyznaczenia napięcia  $U_z$ można zatem wykorzystać pomiar napięcia  $U_0$  tuż po włączeniu woltomierza lub jego wartość ustaloną  $U_{\infty}$  zgodnie z zależnością (6.2). W pomiarach napięcia  $U_z$  na obiektach o bardzo dużej rezystancji wewnętrznej stosuje się pierwszą z wymienionych opcji, wykorzystującą zależność (6.1). Przemawiają za tym następujące przesłanki:

- Ze względu na duże wartości  $R_{wz}$  i  $R_V$  stała czasu  $\tau$  dla układu woltomierz–obiekt jest duża, czas pomiaru t jest zatem bliski wartości  $t = 0^+$  i błąd wyznaczenia napięcia  $U_0$  jest niewielki, ponadto stałą czasu  $\tau$  można podwyższyć, dołączając do woltomierza dodatkową pojemność i zwiększając tym samym pojemność  $C_V$ .
- Dokładny pomiar wartości rezystancji R<sub>wz</sub> i R<sub>V</sub> jest trudny do wykonania lub wręcz niemożliwy (silna zależność R<sub>wz</sub> od wilgotności, temperatury oraz R<sub>V</sub> od zakresu pomiarowego i parametrów wzmacniacza wejściowego woltomierza-elektrometru).

(6.1)

Woltomierze o wysokiej rezystancji wewnętrznej  $R_{\nu}$  mogą być z powodzeniem stosowane do pomiaru napięcia na obiektach o większej pojemności własnej  $C_z$ , np. układy do pomiaru ładunku opisane w rozdziale 3, ponieważ pobierają wyjątkowo niewielką energię, a ładunek pobierany jest z obiektu jedynie w momencie dołączenia do niego woltomierza. Ze względu na dużą pojemność własną takich obiektów, stała czasu  $\tau$  jest znacznie większa od czasu pomiaru, co zbliża go do pomiaru jak dla czasu  $t = 0^+$ .

Kontaktowe metody pomiaru napięcia można realizować również jako metody kompensacyjne, w których woltomierz wykorzystywany jest w funkcji wskaźnika stanu kompensacji. Zastosowanie metody kompensacyjnej z woltomierzem – elektrometrem nie umożliwia jednak znacznego podwyższenia poziomu maksymalnej rezystancji wewnętrznej badanych obiektów [6.6].

#### 6.2.1. Woltomierze elektrostatyczne

W woltomierzach elektrostatycznych i elektrometrach elektromechanicznych wykorzystywane jest działanie sił elektrycznych. Siła od ładunków zgromadzonych na elektrodzie napięciowej i elektrodzie uziemionej może powodować zmiany w ich wzajemnym położeniu. Wartość siły można określić na podstawie zależności energii zgromadzonej w przestrzeni ograniczonej elektrodami, tj. pojemności kondensatora o zmiennej pojemności, którego elektrody tworzą woltomierz.

Można wyróżnić dwa podstawowe układy geometryczne woltomierzy elektrostatycznych [6.8, 6.11]. Należą do nich układ ze zmienną odległością pomiędzy elektrodami oraz układ ze zmienną powierzchnią czynną elektrod (rys. 6.2a i b). Woltomierzkondensator o zmiennej pojemności C umożliwia zgromadzenie na nim energii zależnej od przyłożonego napięcia U, określonej zależnością:

$$W = \frac{1}{2}CU^2 \,. \tag{6.4}$$

Jeżeli w układzie przedstawionym na rysunku 6.2a dopuścić zmiany pojemności kondensatora-woltomierza C tylko w jednym kierunku x (przyjmując C = C(x)), to wartość siły działającej na elektrody można wyznaczyć z zależności wiążącej elementarną zmianę energii dW z elementarną zmianą geometrii układu dx (i pojemności C(x)) w kierunku x:

$$F = \frac{dW}{dx}.$$
(6.5)

Po zróżniczkowaniu wyrażenia (6.4) otrzymuje się równanie:

$$F_{n} = \frac{1}{2}U^{2}\frac{dC(x)}{dx},$$
(6.6)

w którym  $F_n$  jest siłą działającą prostopadle do powierzchni okładek woltomierzakondensatora (w kierunku x), dC(x) – elementarną zmianą pojemności C(x) przy elementarnej zmianie odległości pomiędzy elektrodami dx. W przypadku układu elektrod jak w kondensatorze płaskim ich pojemność będzie określona zależnością:

$$C(x) = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 S}{x}, \tag{6.7}$$

w której  $\varepsilon_r$  jest przenikalnościa elektryczną gazu wypełniającego przestrzeń pomiędzy elektrodami (zwykle powietrze), S – powierzchnią elektrod, x – odległością pomiędzy elektrodami.



Rys. 6.2. Schematy ustrojów pomiarowych woltomierzy elektrostatycznych: a) – woltomierz ze zmienną odległością pomiędzy elektrodami, b) – woltomierz ze zmienną efektywną powierzchnią elektrod;
 1 – elektroda ruchoma, 2 – elektroda stała, 3 – sprężyna, 4 – wskazówka, 5 – skala

Po podstawieniu wyrażenia (6.7) do (6.6) i zróżniczkowaniu otrzymuje się:

$$F_n = \frac{1}{2}\varepsilon_r \varepsilon_0 U^2 \frac{S}{x^2}.$$
(6.8)

Wyrażenie (6.8) wskazuje na możliwość pomiaru napięcia U przez pomiar siły  $F_n$ oraz opisuje podstawowe właściwości woltomierzy. Wartość siły zależy od kwadratu odległości pomiędzy elektrodami x, co w istotny sposób wpływa na czułość przyrządu. Zmniejszenie odległości x ograniczone jest wytrzymałością elektryczną gazu wypełniającego układ. Dla podwyższenia wytrzymałości elektrycznej, ograniczającej zakres pomiarowy woltomierza, stosowane są układy wypełnione gazami innymi niż powietrze (o wyższej wytrzymałości) oraz podwyższa się ciśnienie gazu. Konieczność zastosowania dielektryka gazowego wymusza, w przypadku woltomierzy do pomiaru wysokich napięć, zwiększenie ich rozmiarów. Zależność siły od kwadratu napięcia pozwala wykorzystać woltomierz elektrostatyczny również do pomiaru wartości skutecznej napięć przemiennych i to do częstotliwości rzędu kilku MHz.

#### Rozdział 6

Ze względu na niewielkie wartości siły  $F_n$ , ruchomy element układu elektrod ma zawsze delikatne zawieszenie, co czyni przyrząd mało odpornym na wstrząsy i przeciążenia mechaniczne oraz podnosi jego koszt. Możliwość zwiększenia siły  $F_n$  przez wzrost efektywnej powierzchni *S* wykorzystywana była w woltomierzach przeznaczonych do pomiaru niższych napięć, w których stosowana jest zasada przedstawiona na rysunku 6.2b. Zasada działania przedstawiona na rysunku 6.2a jest wykorzystywana w konstrukcji woltomierzy do pomiaru wysokich napięć.

Nieliniowy charakter zależności  $F_n(U)$  powoduje, że do odczytów wykorzystuje się zwykle 2/3 zakresu pomiarowego, np. dla woltomierza o maksymalnym wskazaniu 100 kV odczyt minimalny jest na poziomie 30–35 kV. W przypadku rozwiązania ze zmienną efektywną powierzchnią elektrod (rys. 6.2b) istnieje możliwość wpływu na zależność  $F_n(U)$ . Ze względu na wymienione niedogodności, zastosowanie woltomierzy elektrostatycznych jest obecnie ograniczone do pomiaru napięć w badaniach laboratoryjnych. Wykorzystuje się je do pomiaru napięć stałych i zmiennych w zakresie od kilkudziesięciu woltów do ok. 600 kV.

Woltomierze elektrostatyczne charakteryzuje ponadto wysoka rezystancja wewnętrzna, określona głównie rezystancją upływu izolatorów wspierających jedną z elektrod (zwykle nieruchomą), często przekraczającą wartość  $10^{14} \Omega$ , oraz niewielką pojemnością wewnętrzną, zwykle na poziomie od kilku do kilkunastu pF. Włączenie woltomierza elektrostatycznego w układ na napięcie stałe powoduje pojawienie się impulsu prądowego, będącego skutkiem ładowania się pojemności wewnętrznej przyrządu. Ostatnie z wymienionych cech pozwalają na wykorzystanie woltomierzy elektrostatycznych do pomiarów napięć na obiektach lub w układach ze stałym ładunkiem. Fotografie woltomierzy działających z wykorzystaniem zasady przedstawionej na rysunku 6.2a i b zamieszczono na rysunku 6.3.



Rys. 6.3. Przykłady woltomierzy elektrostatycznych działających na podstawie schematu przedstawionego na rys. 6.2: a) woltomierz wysokiego napięcia o zakresie pomiarowym 0–10 kV, b) woltomierz niskiego napięcia C-75 o zakresie pomiarowym 0–75 V

Na zasadzie podobnej do zasady działania opisanych woltomierzy działają elektrometry elektromechaniczne. Elektrometry pozwalają osiągnąć czułość na poziomie pojedynczych miliwoltów na działkę [6.11]. Ze względu na wyjątkowo subtelne zawieszenie elektrody ruchomej i specjalne wymagania odnośnie do obsługi, jak również ze względu na trudności w odczycie, przyrządy te obecnie nie są używane i mają jedynie znaczenie historyczne. Opisane woltomierze elektrostatyczne są również zastępowane woltomierzami elektrometrycznymi, zwłaszcza w zakresie pomiaru napięć stałych.

#### 6.2.2. Woltomierze elektrometryczne (elektroniczne)

Woltomierze elektrometryczne zawierają układ wzmacniacza nieodwracającego, którego schemat przedstawiono na rysunku 6.4. W przypadku idealnego wzmacniacza operacyjnego z zerowymi prądami wejściowymi, napięcie wyjściowe  $U_{wyj}$  mierzone standardowym woltomierzem napięcia stałego (analogowym lub cyfrowym), określone jest zależnością [6.12]:

$$U_{wyj} = U_{wej} \left( 1 + \frac{R_2}{R_1} \right),$$
 (6.9)

w której  $R_1$  oraz  $R_2$  są rezystancjami określającymi wartość sprzężenia zwrotnego. Wartość wzmocnienia napięciowego  $k_u = U_{wyj}/U_{wej}$  zależy tylko od wartości rezystorów  $R_1$  i  $R_2$  i zawsze  $k_u \ge 1$ . Przez zmianę wartości rezystorów  $R_1$  i  $R_2$  uzyskuje się zmianę zakresu pomiarowego. W przypadku  $R_2 = 0$  wzmocnienie napięciowe wzmacniacza  $k_u = 1$  i napięcie wyjściowe są równe napięciu wejściowemu ( $U_{wyj} = U_{wej}$ ). Wzmacniacz pracuje wówczas w charakterze wtórnika napięciowego, często nazywanego transformatorem impedancji.



Rys. 6.4. Elektrometryczny wzmacniacz operacyjny pracujący w układzie wzmacniacza nieodwracającego

W idealnym wzmacniaczu nieodwracającym rezystancja wejściowa wzmacniaczawoltomierza  $R_{wej}$  jest nieskończenie duża. We wzmacniaczu nieodwracającym, rzeczywistym, rezystancja wejściowa jest ograniczona rezystancją dla sygnału współbieżnego [6.12]. Rezystancja ta, w przypadku wzmacniaczy elektrometrycznych, przekracza zwykle wartość  $10^{14} \Omega$ . Jako wzmacniacze operacyjne (WO) stosowane są wzmacniacze o sprzężeniu galwanicznym (stałoprądowe), jak również wzmacniacze z przetwarzaniem. Zasadniczy postęp w budowie wzmacniaczy elektrometrycznych nastąpił wraz z wprowadzeniem elementów scalonych typu MOS-FET.

Zasadniczym problemem występującym w przypadku zastosowania wzmacniaczy elektrometrycznych do pomiaru napięcia stałego na źródłach o ekstremalnie wysokiej rezystancji wewnętrznej jest niezerowa wartość prądu wejściowego wzmacniacza niezbędnego do prawidłowego jego działania. W przypadku standardowych wzmacniaczy operacyjnych, np. CA 3140, wartość prądu wejściowego jest na poziomie nA. W przypadku wzmacniaczy elektrometrycznych, np. INA 116, może być na poziomie pojedynczych fA [6.13, 6.14]. Niezerowa wartość prądu wejściowego, nawet w przypadku wzmacniaczy elektrometrycznych, zawsze prowadzi do ładowania pojemności wejściowej woltomierza (bądź pojemności wejściowej łącznie z pojemnością źródła napięcia) widocznego w postaci tzw. dryftu zera. Problem ten omówiono w rozdziale 7.3. Wymienione woltomierze mogą być z powodzeniem wykorzystane do pomiaru napięć wolnozmiennych na źródłach o ekstremalnie wysokiej impedancji wewnętrznej [6.15; 6.16].

Odrębną klasę woltomierzy elektrometrycznych tworzą przyrządy z przetwarzaniem, wykorzystujące kondensator dynamiczny. Woltomierze elektrometryczne z przetwarzaniem pozwalają na pomiary napięć w zakresie od 1 mV do 30 V (pełne wychylenie), dzięki czemu mogą być również wykorzystywane do pomiarów najniższych prądów. Ponieważ rezystancja wejściowa tych woltomierzy jest na poziomie  $R_{wej} \ge$  $10^{15} \Omega$  [6.17–6.22], można je wykorzystać do doraźnych pomiarów napięć oraz ładunku na obiektach o odpowiednio mniejszej rezystancji wewnętrznej. Nie można jednak ich stosować do monitoringu napięcia (ze względu na dryft zera lub upływ ładunku) i pomiarów dłuższych w czasie (ciągłych) na obiektach ze stałym ładunkiem. Wymienione przyrządy nadają się szczególnie do dokładnych doraźnych pomiarów ładunku zgromadzonego na obiektach. Przykład klasycznego elektrometru z zewnętrzną głowicą zawierającą kondensator dynamiczny przedstawiono na rysunku 6.5.



Rys. 6.5. Elektrometr TR-84M z zewnętrzną sondą pomiarową zawierającą kondensator dynamiczny

Woltomierze elektrometryczne stanowią na ogół jedną z opcji funkcjonalnych elektrometrów służących do pomiarów najniższych prądów, napięć na źródłach o wysokiej rezystancji wewnętrznej oraz ładunku elektrycznego. Tego typu przyrządy stanowią klasyczną aparaturę pomiarową stosowaną do chwili obecnej, a zasady ich działania oraz wykorzystywane w nich metody pomiarów podano w licznej literaturze [np. 6.17– 6.23].

Ze względu na skończoną wartość rezystancji woltomierzy elektrostatycznych, jak i elektrometrycznych, kontaktowy pomiar napięcia nie może być wykorzystany do pomiarów ciągłych (monitoringu) stanu naładowania obiektów ze stałym ładunkiem.

# 6.3. Bezkontaktowe metody pomiaru potencjału i napięcia obiektów przewodzących

Bezkontaktowe metody pomiaru potencjału oraz napięć można podzielić na metody pomiaru bezpośredniego oraz metody kompensacyjne.

W przypadku metod bezpośrednich wielkość mierzona (potencjał, natężenie pola) jest określana na podstawie wartości innych wielkości, jednoznacznie związanych z natężeniem pola elektrycznego w otoczeniu badanego obiektu. Jako "inne wielkości" można wykorzystać: siłę działająca na ładunek (klasyczne woltomierze elektrostatyczne, metody balistyczne), prąd jonów (radioizotopowe mierniki pola, mierniki "ze ścieżką jonową"), ładunek indukowany przez pole elektryczne na elektrodzie pomiarowej (metoda indukcji elektrycznej – najczęściej stosowana) czy też zmiany współczynnika załamania światła, w których wykorzystywany jest efekt Kerra czy Pockelsa [6.8, 6.9] (stosowane dla pól przemiennych).

Każdy z wymienionych wariantów metody bezpośredniej może być zastosowany w układzie kompensacyjnym, z kompensacją ręczną bądź automatyczną. W przypadku metody kompensacyjnej wymienione wyżej wielkości mierzone bezpośrednio (siła, prąd, ładunek etc.) tworzą sygnał błędu przetwarzany ostatecznie (w układach z autokompensacją) w elektryczne pole kompensujące pole mierzone.

#### 6.3.1. Bezpośrednie pomiary potencjału i napięcia na obiektach przewodzących

W obiektach przewodzących swobodny przepływ ładunku utrzymuje stan ekwipotencjalności na całej ich powierzchni. Do bezdotykowego, bezpośredniego pomiaru napięcia na obiektach o ekstremalnie wysokiej rezystancji wewnętrznej wykorzystuje się zwykle mierniki natężenia pola, tj. mierniki z przetwarzaniem (wibracyjne oraz młynki polowe) oraz mierniki radioizotopowe. W przypadku tych ostatnich metoda nie jest całkowicie bezdotykowa, jako że źródło napięcia jest "połączone" z miernikiem natężenia pola (napięcia) poprzez "ścieżkę jonową" (rozdział 7.5.1.). Jej występowanie może prowadzić, w przypadku obiektów o niewielkim zgromadzonym ładunku, do ich częściowej neutralizacji.

W metodach bezdotykowych potencjał obiektu bądź jego napięcie w stosunku do ziemi wyznacza się na podstawie sygnału napięciowego bądź prądowego wytwarzane-

#### Rozdział 6

go przez sondy umieszczone w pobliżu badanego obiektu. W przypadku metod do pomiaru bezpośredniego odpowiednia sonda (miernik) znajduje się na potencjale ziemi.

Zastosowanie metod bezdotykowych pozwala wyeliminować całkowicie (metody indukcyjne) lub w znacznej części (metody wykorzystujące radioizotopowe mierniki pola) rezystancyjne obciążenie źródła napięcia przez system pomiaru napięcia.

Ponieważ w większości przypadków pomiary potencjału lub napięcia wykonywane są na obiektach ze stałym ładunkiem, co zostało opisane w rozdziale 2, należy rozpatrzyć wpływ zaburzenia rozkładu pola elektrycznego przez miernik pola znajdujący się na potencjale ziemi bądź też wpływ dodatkowej pojemności wnoszonej przez miernik podczas jego zbliżenia do badanego obiektu.

Problem ten, występujący przy pomiarze napięcia na obiekcie przewodzącym ograniczonym całkowitą powierzchnią S i posiadającym ładunek Q, zilustrowano na rysunku 6.6. Przybliżenie do obiektu miernika natężenia pola (MP) prowadzi do lokalnego wzrostu natężenia pola E w otoczeniu części powierzchni obiektu  $S_F$  w obszarze najbliższym powierzchni czułej miernika.

Przy zachowaniu warunku stałego ładunku całkowitego Q lokalny wzrost natężenia pola E, a zatem i składowej normalnej wektora indukcji D oraz powierzchniowej gęstości ładunku, implikuje, zgodnie z prawem Gaussa, obniżenie powierzchniowej gęstości ładunku na pozostałej powierzchni obiektu (pozostałej części powierzchni S). Zatem pole elektryczne w otoczeniu obiektu oraz jego potencjał ulegają zmniejszeniu.

Zbliżenie do obiektu uziemionego miernika natężenia pola (MP) powoduje, że mierzony potencjał lub napięcie w stosunku do ziemi ulegną obniżeniu od wartości U do  $U_D$ , określonej zależnością:

$$U_D = U \frac{C_O}{C_O + C_M},$$
 (6.10)

w której  $C_O$  jest pojemnością własną obiektu,  $C_M$  – dodatkową pojemnością, wniesioną przez miernik pola na skutek zaburzenia w rozkładzie natężenia pola elektrycznego w obszarze ograniczonym powierzchnią  $S_F$ .



Rys. 6.6. Model układu pomiaru napięcia na obiekcie ze stałym ładunkiem metodą bezkontaktową i bezpośrednią

Należy zauważyć, iż przy założeniu braku zmian (po zbliżeniu miernika pola) pojemności  $C_0$ , pojemność dodatkowa  $C_M$  nie będzie równa pojemności wzajemnej, występującej pomiędzy miernikiem pola i badanym obiektem. Pojemność wypadkowa  $C_{ED}$  obiektu, po zbliżeniu do niego miernika pola, czyli całkowita pojemność obiektu, będzie określona zależnością:

$$C_{ED} = C_O + C_M. \tag{6.11}$$

W przypadku pomiaru metodą bezpośrednią na miernik (MP) działa siła przyciągająca i część energii zgromadzonej w układzie zostaje rozproszona podczas przesuwania miernika od nieskończoności do miejsca pomiaru.

Zjawisko wzrostu pojemności obiektu prowadzi zatem do obniżenia zarówno jego potencjału, jak i ilości energii zgromadzonej na pojemności  $C_{ED}$ . Energię  $W_D$  zgromadzoną na pojemności  $C_{ED}$  określa zależność:

$$W_D = W \frac{C_O}{C_O + C_M},\tag{6.12}$$

w której W jest energią zgromadzoną na pojemności obiektu  $C_0$ , określoną zależnością (2.7) w warunkach braku zaburzenia wprowadzonego przez miernik.

Jak wynika z zależności (6.10), wyznaczenie napięcia obiektu  $U_D$  po zbliżenia miernika pola, wymaga określenia pojemności  $C_M$ . Pojemność  $C_M$  może się teoretycznie zmieniać w zakresie od zera do nieskończoności. Pojemność  $C_M$  wynosi 0, kiedy pole w otoczeniu obiektu jest niezaburzone przez miernik (miernik odsunięty do nieskończoności). Pojemność  $C_M$  wzrasta do nieskończoności, kiedy odległość pomiędzy miernikiem i obiektem maleje do zera. Przedział zmienności pojemności  $C_M$  wskazuje, że mierzony potencjał lub napięcie  $U_D$  może się zmieniać w szerokim zakresie, nawet w przypadku pomiaru bezkontaktowego.

Pomiar potencjału przy użyciu jakiegokolwiek uziemionego przyrządu będzie zawsze prowadził do obniżenia wartości potencjału badanego obiektu w stosunku do wartości, jaką posiada on w stanie niezaburzonym. W praktyce obniżenie potencjału na skutek wzrostu pojemności wypadkowej  $C_{ED}$  obserwuje się jedynie w przypadku obiektów o małej pojemności własnej  $C_o$ , tj. kiedy  $C_o$  jest porównywalne z  $C_M$ .

#### 6.3.2. Kompensacyjne pomiary potencjału i napięcia obiektów przewodzących

Zastosowanie kompensacyjnej metody pomiaru potencjału wiąże się z koniecznością zerowania średniej wartości natężenia pola w przestrzeni sonda (pomiarowa)– badany obiekt, tj. w szczelinie powietrznej, w najbliższym otoczeniu sondy pomiarowej. Istotę metody przedstawiono schematycznie na rysunku 6.7. W porównaniu do układu przedstawionego na rysunku 6.6 układ do pomiarów kompensacyjnych zawiera dodatkowe źródło napięcia stałego wytwarzającego napięcie  $U_c$ . Po zbliżeniu sondy pomiarowej, np. w postaci miernika natężenia pola (MP) z "nieskończoności" do miejsca pomiaru, należy tak dobrać napięcie  $U_c$ , aby pole w szczelinie powietrznej, w najbliższym obszarze  $S_F$  powierzchni czułej sondy zmniejszyło się do zera. Dobór napięcia może się odbywać ręcznie lub automatycznie – jak to ma miejsce w miernikach kompensacyjnych.



Rys. 6.7. Model układu pomiaru napięcia na obiekcie ze stałym ładunkiem metodą kompensacyjną

Zerowanie średniej wartości składowej normalnej pola elektrycznego na powierzchni  $S_F$  oznacza zerowanie efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego na tej samej powierzchni obiektu. Brak ładunku na powierzchni  $S_F$  w kontekście prawa Gaussa oraz warunku stałego ładunku całkowitego, implikuje wzrost powierzchniowej gęstości ładunku na pozostałej powierzchni obiektu, tj. na pozostałej części powierzchni S.

Wzrost gęstości ładunku powoduje wzrost zarówno natężenia pola elektrycznego w otoczeniu obiektu, jak i jego potencjału. Potencjał wzrośnie [6.24] od wartości U do  $U_c$  określonej zależnością:

$$U_{c} = U \frac{C_{o}}{C_{o} - C_{c}},$$
 (6.13)

gdzie  $C_C$  jest pojemnością związaną z "odcięciem" powierzchni  $S_F$  z całkowitej powierzchni obiektu S. Zatem wypadkowa pojemność obiektu będzie teraz określona wyrażeniem:

$$C_{EC} = C_0 - C_C \,. \tag{6.14}$$

W opisanym wyżej przypadku miernik potencjału MP (sonda) wyposażony w układ do autokompensacji będzie doznawał działania siły odpychającej. Energia zmagazynowana na pojemności  $C_{EC}$  będzie wzrastać na skutek pracy wykonywanej przez operatora podczas przybliżania sondy MP do obiektu aż do wartości:

$$W_{C} = W \frac{C_{O}}{C_{O} - C_{C}} \,. \tag{6.15}$$

Wyrażenia (6.12) i (6.15) mogą wyjaśniać pewne niestabilności mechaniczne jakie można zaobserwować w układzie obiekt badany–miernik (zwłaszcza w przypadku obiektów o małej masie) oraz zmiany potencjału również obiektów nieprzewodzących. Wyrażenia (6.10) i (6.13) pozwalają określić wartość potencjału w stanie niezaburzonym oraz wyjaśnić pewne niezgodności w zakresie wyników pomiarów otrzymanych za pomocą różnych metod bądź przyrządów.

Ocena przedziału zmienności pojemności  $C_C$  pozwala określić przedział spodziewanych zmian potencjału obiektu wywołane "odcięciem" powierzchni  $S_F$ . Pojemność  $C_C$  jest równa zeru, kiedy pole elektryczne i jego rozkład w otoczeniu obiektu są niezaburzone przez przyrząd lub kiedy powierzchnia, na której wymuszamy (kompensacją) stan E = 0, maleje do zera. Pojemność  $C_C$  wzrasta do wartości  $C_O$ , kiedy obszar kompensacji pola rozciąga się na całą powierzchnię obiektu S. Oznacza to, że elektroda kompensacyjna całkowicie "otacza" badany obiekt. W tej sytuacji, zgodnie z zależnościami (6.14) i (6.13), pojemność wypadkowa  $C_{EC}$  będzie zbliżała się do zera, a potencjał  $U_C$  będzie wzrastał do nieskończoności. Ze względu na różnicę pojemności występującą w mianowniku wyrażenia (6.13) może ona budzić wątpliwości, niemniej znajduje pełne potwierdzenie doświadczalne. Przykład doświadczalnej realizacji stanu  $C_C \cong 0$  przedstawiono w pracy [6.24].

W przypadku zarówno obiektu przewodzącego z powierzchnią zawierającą elementy o różnych promieniach krzywizny, jak i wynikających z tego różnych lokalnych gęstości ładunku powierzchniowego można zaobserwować, że pomiary potencjału wykonywane w różnych jego miejscach, mogą dać różne wyniki. Efekt wiąże się z różnymi wartościami ładunku "usuwanego" z obszaru kompensacji  $S_F$ , w którym wymusza się warunek kompensacji E = 0.

## 6.3.3. Woltomierze do pomiarów bezkontaktowych

W bezdotykowych metodach bezpośrednich napięcie obiektu U w stosunku do ziemi wyznacza się, uwzględniając sygnał napięciowy (sondy polowe) lub prądowy (mierniki ze sprzężeniem za pomocą ścieżki jonowej) [6.8, 6.9, 6.25]. Stosowane najczęściej woltomierze bezdotykowe, w których do pomiaru napięcia wykorzystuje się pomiar natężenia pola, działają identycznie jak mierniki natężenia pola, opisane w rozdziale 7. W przypadku tych woltomierzy istotna jest zależność wiążąca napięcie z natężeniem pola jak dla układu płasko-równoległego. W takim układzie są one skalowane i tylko w takich warunkach (dla pola jednorodnego) dają prawidłowe wskazania. Przy powyższym założeniu napięcie obiektu U wiąże z natężeniem mierzonego pola E zależność:

$$U = Ed, \tag{6.16}$$

w której d jest odległością pomiędzy obiektem a powierzchnią czułą miernika natężenia pola, zaś natężenie pola E mierzone jest w warunkach, kiedy miernik pola jest na potencjale ziemi. Woltomierz działający na podstawie pomiaru natężenia pola wskazuje, zgodnie z zależnością (2.21), napięcie dla ściśle określonej odległości d (najczęściej d = 100 mm lub d = 25,4 mm itp.). Niekiedy woltomierz bywa wyposażony w dalmierz. Przykład woltomierza do pomiaru bezpośredniego, z przetwornikiem typu młynek polowy [6.25], przedstawiono na rysunku 6.8. Zmiana odległości pomiędzy obiektem a woltomierzem (lub sondą) będzie wpływała na wskazania woltomierza.



Rys. 6.8. Widok fragmentu woltomierza elektrostatycznego do pomiaru bezkontaktowego, bezpośredniego, zawierający przetwornik typu młynek polowy

W przypadku zastosowania kompensacyjnej metody pomiaru napięcia, stan kompensacji pola w szczelinie miernik (sonda)–obiekt można uzyskać w sposób ręczny (ręczne ustawienie napięcia  $U_C$  wytwarzanego przez zewnętrzne źródło napięcia – rys. 6.7, o wartości koniecznej dla osiągnięcia warunku E = 0) lub automatycznie. W drugim przypadku pełen układ pomiarowy przedstawiony na rysunku 6.7 jest realizowany za pomocą jednego przyrządu, tj. woltomierza kompensacyjnego.

Przykład woltomierza elektrostatycznego z przetwarzaniem (z sondą wibracyjną) pracującego w układzie kompensacyjnym przedstawiono na rysunku 6.9. Powierzchnia obiektu, na której następuje kompensacja pola (powierzchnia  $S_F$ ), jest porównywalna (zwykle większa) z powierzchnią elektrody kompensującej. W przypadku rozwiązania jak na rysunku 6.9 jest to powierzchnia złoconej stopki sondy, na którą podawane jest napięcie wytwarzające pole kompensujące w szczelinie pomiędzy sondą (ściślej elektrodą kompensującą) i badanym obiektem.

W woltomierzach kompensacyjnych stosuje się przetworniki wibracyjne, w których wibruje elektroda pomiarowa umieszczona za elektrodą kompensacyjną [6.30] bądź dodatkowa przesłona w przestrzeni pomiędzy elektrodą pomiarową (stałą) a elektrodą kompensacyjną (również stałą) [6.29]. Zasadę działania woltomierza kompensacyjnego z wibracyjnym przetwornikiem oraz nieruchomą elektrodą pomiarową przedstawiono na schemacie blokowym podanym na rysunku 6.10 [6.29]. Przyrząd jest dwuczęściowy i zawiera sondę pomiarową A oraz zespół wzmacniaczy B. Elektrodę kompensacyjną stanowi płytka czołowej obudowy (1), w której znajduje się otwór (2) (apertura pomiarowa). Wewnątrz obudowy, w osi otworu, umieszono elektrodę pomiarową (3), dołączoną do wzmacniacza wstępnego o wysokiej impedancji wejściowej (4). W obszar



Rys. 6.9. Widok woltomierza elektrostatycznego z przetwarzaniem oraz kompensacją pola w szczelinie obiekt–sonda: a) widok ogólny, b) widok fragmentu sondy pomiarowej wraz z elektrodą kompensującą oraz częściowo widoczną wibrującą elektrodą pomiarową przetwornika [6.30]. Średnica otworu w elektrodzie kompensacyjnej D = 1,5 mm

pomiędzy elektrodę (3) oraz aperturę pomiarową (2) wchodzi okresowo przesłona (5) wykonana w formie widełek wibrujących w kierunku normalnym do osi elektrody pomiarowej (3). Przesłona (5) napędzana jest przetwornikiem elektromechanicznym (6), sterowanym napięciem z generatora (7). Pole elektryczne działające na powierzchnię elektrody pomiarowej (w chwili jej odsłonięcia) jest sumą pól: pola od źródła napięcia mierzonego - obiektu badanego oraz pola od napięcia na obudowie, pełniacej rolę elektrody kompensacyjnej (i źródła pola kompensującego). Sygnał napięciowy, proporcjonalny do różnicy pól, po wzmocnieniu we wzmacniaczu wstępnym (4) kierowany jest do wzmacniacza selektywnego (8), a następnie, przez sprzegacz optoelektroniczny (9), na detektor fazowy (10). Detektor (10) sterowany jest napięciem z oscylatora (7) poprzez sprzęgacz optoelektroniczny (11). Po wyprostowaniu sygnał kierowany jest na integrator (12), a następnie na wzmacniacz wysokiego napiecia (kompensującego) (13), sterującego elektrodą kompensacyjną (1). Wzmacniacz wysokiego napięcia, o ściśle określonym wzmocnieniu, zasilany jest ze źródeł wysokiego napięcia stałego (14). Pomiar napięcia kompensującego odbywa się za pomocą woltomierza (15), włączonego za integratorem, tj. od strony niskiego napięcia. Podanie napięcia wyjściowego ze wzmacniacza (13) na elektrodę kompensacyjną (1) zamyka pętlę sprzężenia zwrotnego, umożliwiająca wzmocnienie sygnału napięciowego z elektrody pomiarowej (3) do poziomu napięcia niezbędnego do kompensacji pola w szczelinie obiekt-elektroda pomiarowa.

Maksymalne napięcie mierzone przez woltomierz określone jest maksymalną wartością napięcia wyjściowego wzmacniacza wysokiego napięcia, niezbędnego do kompensacji pola w obszarze obiekt–sonda, które zwykle nie przekracza poziomu 20 kV. Należy zwrócić uwagę, że w układzie pomiarowym elektroda kompensacyjna, jak i cała sonda (część A) znajdują się na potencjale niezbędnym do kompensacji pola wytwarzanego przez obiekt badany.



Rys. 6.10. Schemat blokowy woltomierza elektrostatycznego z przetwarzaniem oraz kompensacją pola w szczelinie obiekt–sonda

## 6.4. Pomiary potencjału obiektów nieprzewodzących

Ze względu na to, że pole elektryczne przenika przestrzeń wypełnioną dielektrykiem można mówić jedynie o potencjale w danym punkcie pola. W praktyce pojęcie potencjału powierzchni nieprzewodzących stosuje się w odniesieniu do obiektów regularnych, zwykle płasko-równoległych, przy założeniu jednorodnego rozkładu efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego. W rzeczywistych obiektach nieprzewodzących, na skutek braku swobodnego przepływu ładunku, obserwuje się mniej lub bardziej subtelny jego rozkład powierzchniowy i związany z nim rozkład potencjału. Mówiąc o potencjale powierzchniowym obiektu nieprzewodzącego, rozumie się średnią wartość potencjału  $U_{ef}$ , uśrednioną na powierzchni "widzianej" przez miernik potencjału (natężenia pola)  $S_F$ :

$$U_{ef} = \frac{1}{C_{ef}} \int_{S_{E}} q_{s} ds , \qquad (6.17)$$

gdzie  $q_s$  jest efektywną gęstościa ładunku powierzchniowego na powierzchni badanego obiektu na elemencie powierzchni ds,  $S_F$  – częścią powierzchni obiektu "widzianą" przez miernik potencjału lub sondę,  $C_{ef}$  – pojemnością zastępcza pomiędzy powierzchnią  $S_F$  a uziemionym otoczeniem.

Ponieważ w materiałach nieprzewodzących nie ma możliwości przepływu ładunku, pomiar tak zdefiniowanego potencjału lub napięcia jest zawsze pomiarem lokalnym, ograniczonym do powierzchni  $S_F$ . Innymi słowy, jeżeli powierzchnia obiektu S jest Korzystając z równań materiałowych, można dla indukcji elektrycznej w warstwach  $l_1$ , *d* i  $l_2$  napisać odpowiednio:

$$D_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} E_1, \tag{6.20}$$

$$D_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} E_2, \tag{6.21}$$

$$D_3 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} E_3, \tag{6.22}$$

zaś na podstawie prawa Gaussa:

$$D_1 - D_2 = q_s, \ D_2 - D_3 = 0.$$
(6.23)

Przyjmując dla uproszczenia analizy, że dielektryk tworzący warstwy o grubościach  $l_1$  i  $l_2$  ma przenikalność elektryczną  $\varepsilon_{r1} \cong 1$  (powietrze), zaś przenikalność badanej próbki  $\varepsilon_{r2} = \varepsilon_r$ , w wyniku elementarnych przekształceń otrzymuje się zależności:

$$E_1 = \frac{U\varepsilon_r + \frac{q_s}{\varepsilon_0} (d + \varepsilon_r l_2)}{d + \varepsilon_r (l_1 + l_2)},$$
(6.24)

$$U_{1} = \frac{U\varepsilon_{r} + \frac{q_{s}}{\varepsilon_{0}} (d + \varepsilon_{r} l_{2})}{d + \varepsilon_{r} (l_{1} + l_{2})} l_{1}, \qquad (6.25)$$

które umożliwiają analizę wpływu warunków pomiaru na potencjał powierzchni obiektu ze stałą gęstością ładunku  $q_s$ .

## 6.4.2. Pomiar potencjału i jego rozkładu metodą bezpośrednią

W przypadku pomiaru potencjału lub jego rozkładu na obiektach nieprzewodzących metodą bezpośrednią miernik, np. z przetwornikiem typu młynek polowy, lub sonda pomiarowa zbliżona do powierzchni obiektu znajduje się na potencjale ziemi. Układ modelujący sytuację w przypadku obiektu płasko-równoległego wygląda jak na rysunku 6.12.

Przy zaniedbaniu efektów brzegowych, wartość potencjału obiektu  $U_l$  można określić na podstawie wyrażenia (6.25), przyjmując napięcie U = 0. Otrzymuje się wówczas:

$$U_1 = \frac{q_s}{\varepsilon_0} \frac{l_1(d + \varepsilon_r l_2)}{d + \varepsilon_r(l_1 + l_2)}.$$
(6.26)



Rys. 6.12. Pomiar potencjału powierzchni obiektu nieprzewodzącego, z ładunkiem o gęstości powierzchniowej q<sub>s</sub> metodą bezpośrednią; MP – miernik natężenia pola elektrycznego

Jeżeli grubość warstwy  $l_2 = 0$ , tj. w przypadku próbki ułożonej bezpośrednio na elektrodzie uziemionej (płasko-równoległe próbki dielektryka jednostronnie metalizowane), zależność (6.26) ma postać:

$$U_1 = \frac{q_s}{\varepsilon_0} \frac{l_1}{1 + \varepsilon_r \frac{l_1}{d}}.$$
(6.27)

Zakładając dalej, że próbka ma niewielką grubość  $d \ll l_1$ , np. pomiary potencjału powierzchniowego naelektryzowanych folii polimerowych, zależność (6.27) jest dalej upraszczana do postaci:

$$U_1 \cong \frac{q_s d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = U_z , \qquad (6.28)$$

gdzie  $U_z$  jest napięciem zastępczym naelektryzowanej próbki (rozdz. 2.4.2).

W przypadku próbki umieszczonej w dużej odległości od uziemionego otoczenia (podłoża), kiedy najbliższym elementem uziemionym w jej sąsiedztwie jest uziemiony miernik i spełnione są zależności  $l_1 \ll l_2$  oraz  $d \ll l_1$ , równanie (6.26) jest przekształcone do postaci:

$$U_1 \cong \frac{q_s}{\varepsilon_0} l_1 \,. \tag{6.29}$$

Zależności (6.26), (6.27) czy (6.29) wskazują, że zmniejszeniu odległości  $l_1$  towarzyszy obniżenie wartości mierzonego potencjału  $U_1$ . Obniżenie potencjału wynika ze zwiększenia całkowitej pojemności obiektu do uziemionego otoczenia. W rzeczywistości obiektem badanym nie jest nieskończenie rozległy obiekt (płyta), ale jedynie jej część "widziana" przez aperturę pomiarową miernika lub sondy pomiarowej  $S_F$ . Pomiar potencjału lokalnego (uśrednionego na powierzchni  $S_F$ ) łączy się z lokalną zmianą, a w przypadku pomiaru bezpośredniego – ze wzrostem efektywnej pojemności  $C_{ef}$  (zależność 6.17) w obszarze ograniczonym tą powierzchnią.

W przypadku jednorodnie naładowanego obiektu płaskiego, np. taśmy o wymiarach znacznie przekraczających wymiary miernika lub sondy pomiarowej z ładunkiem o stałej gęstości na całej powierzchni równym  $q_s$ , w obszarze leżącym najbliżej do miernika pojawi się "dół" potencjału (rys. 6.13). Wynika to z tego, że potencjał w obszarze znajdującym się daleko od miernika będzie podany zależnością (6.26) obliczoną dla pewnego  $l'_1 > vl_1$ . Wartość  $l'_1$  określa położenie uziemionego otoczenia w stosunku do górnej powierzchni obiektu – płyty przy braku miernika napięcia (sondy). Wyższa wartość  $l'_1$  w porównaniu do  $l_1$  oznacza wyższą wartość potencjału  $U_1$  w obszarze niezaburzonym. Głębokość "dołu" potencjału  $\Delta U_D$  wyrażoną różnicą potencjałów w obszarze pod miernikiem  $U_1$  oraz daleko od niego  $U'_1$  można oszacować na podstawie zależności (6.26), obliczając potencjały dla  $l_1$  oraz  $l'_1$ . Przykładowo, dla obiektu w postaci cienkiej taśmy dielektrycznej spełniającego warunki  $d \ll l_1$  oraz  $d \ll l_2$  przy założeniu, że  $l'_1 = l_2$  (taśma przebiega pomiędzy dwoma uziemionymi płytami w jednakowej odległości od każdej z nich równej  $l_2$ ), otrzymuje się wyrażenie:

$$\Delta U_D = U_1' - U_1 = \frac{q_s l_2}{2\varepsilon_0} \left( \frac{l_2 - l_1}{l_2 + l_1} \right).$$
(6.30)



Rys. 6.13. Efekt lokalnego obniżenia potencjału (powstania "dołu" potencjału) na taśmie dielektrycznej podczas pomiaru potencjału metodą bezpośrednią:
a) układ pomiarowy, b) rozkład potencjału wzdłuż długości taśmy

Względna głębokość "dołu" potencjału, czyli różnica potencjałów pod miernikiem i daleko od niego, odniesiona do wartości potencjału w stanie niezaburzonym (dla  $l_1 = l_2$ ) określona jest czynnikiem w nawiasie. Jeśli przyjąć, że pomiar wymaga zbliżenia uziemionego miernika potencjału (pola) na odległość  $l_1 = 0, 1l_2$ , wówczas dół potencjału osiągnie "głębokość" 82% wartości potencjału występującego w stanie niezaburzonym. Powyższy przykład obrazuje silny wpływ obecności uziemionego miernika na lokalną wartość potencjału powierzchni obiektu.

Potencjał obiektu, tj. powierzchni jednorodnie naładowanej taśmy, jest różny w różnych jego miejscach i zależy od sąsiedztwa obiektów uziemionych, w tym miernika napięcia lub natężenia pola [6.28]. Pojawienie się dołu potencjału (oraz składowej natężenia pola stycznej do powierzchni obiektu) może, w przypadku materiałów słabo przewodzących, prowadzić do transportu ładunku zwiększającego jego lokalną gęstość [6.27]. Dokładniejsze rozkłady potencjału w otoczeniu miernika pola można uzyskać metodami modelowania rozkładów potencjału i pola.

#### 6.4.3. Pomiar potencjału i jego rozkładu metodą kompensacyjną

Pomiar potencjału lub jego rozkładu na obiektach nieprzewodzących metodą kompensacyjną jest również pomiarem potencjału lokalnego. Układ pomiarowy można zamodelować w sposób przedstawiony na rysunku 6.14. Pomiar potencjału  $U_1$  polega na takim ustawieniu napięcia kompensującego  $U_C$ , aby natężenia pola  $E_1$  w szczelinie powietrznej  $l_1$  zmniejszyło się do zera. Wprowadzenie do zależności (6.24) warunku  $E_1 = 0$  umożliwia przekształcenie jej do postaci:

$$U_1 = -U_C = \frac{q_s}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \left( d + \varepsilon_r l_2 \right). \tag{6.31}$$



Rys. 6.14. Pomiar potencjału powierzchni obiektu nieprzewodzącego, z ładunkiem o gęstości powierzchniowej  $q_s$  metodą kompensacyjną; MP – miernik natężenia pola

Jeżeli płasko-równoległy obiekt o grubości *d* zostanie umieszczony bezpośrednio na uziemionej powierzchni, co jest równoznaczne spełnieniu warunku, że  $l_2 = 0$ , wyrażenie (6.31) otrzymuje postać:

$$U_1 = -U_C = \frac{q_s}{\varepsilon_r \varepsilon_0} d = U_z .$$
(6.32)

Zależność (6.32) wskazuje, że pomiar potencjału powierzchni obiektu w formie płasko-równoległej płyty dielektrycznej jednostronnie uziemionej jest równoznaczny pomiarowi jego napięcia zastępczego  $U_z$ .

W przypadku pomiarów potencjału metodą kompensacyjną wielkością faktycznie mierzoną jest napięcie na źródle napięcia kompensującego, a sygnał z sondy jest wskaźnikiem błędu, z jakim dokonano kompensacji pola. Równania (6.31) oraz (6.32) wskazują, że wartość mierzonego potencjału nie zależy od grubości szczeliny  $l_1$ . W układach praktycznych spełnienie warunku  $E_1 = 0$  zachodzi zazwyczaj tylko dla niewielkich odległości  $l_1$  (podanych przez producenta). Ponadto wraz ze zmianą odległości zmienia się "pole widzenia" sondy  $S_F$ , co może zmienić wartość mierzonego potencjału w warunkach powierzchniowego rozkładu ładunku.

Spełnienie warunku  $E_1 = 0$  również prowadzi do zaburzenia rozkładu potencjału w najbliższym sąsiedztwie miernika (sondy). Przykład zaburzenia rozkładu potencjału na powierzchni rozległego obiektu, w postaci jednorodnie naładowanej taśmy dielektrycznej, przedstawiono na rysunku 6.15.



Rys. 6.15. Efekt lokalnego wzrostu potencjału na taśmie dielektrycznej podczas pomiaru potencjału metodą kompensacyjną: a) układ pomiarowy, b) rozkład potencjału wzdłuż długości taśmy

Jak przedstawiono na rysunku 6.15b, w najbliższym otoczeniu miernika (sondy) potencjału (pola) pojawia się w warunkach kompensacji "garb" potencjału. Obserwowany pod sondą lokalny wzrost potencjału spowodowany jest zmniejszeniem pojemności  $C_{ef}$  w obszarze pola widzenia  $S_F$  sondy (apertury pomiarowej bądź elektrody kompensacyjnej). Efekt jest identyczny do podanego zależnością (6.13). Ponieważ warunek kompensacji wymusza w obszarze  $S_F$  zmniejszenie pojemności  $C_{ef}$ , przekłada się to, w warunkach stałej gęstości ładunku  $q_s$  (brak możliwości przepływu), na lokalny wzrost potencjału.

Wysokość "garbu" potencjału  $\Delta U_C$ , wyrażoną różnicą potencjałów w obszarze pod miernikiem oraz daleko od niego, można oszacować, wykorzystując zależność (6.25), jeżeli znana jest wartość potencjału w obszarze niezaburzonym, np. wyznaczona z zależności (6.26) dla wartości  $l_1 = l'_1$ , zdefiniowanej podobnie jak w rozdziale 6.4.2.

Przyjmując, że obiekt jest cienką taśmą z ładunkiem o gęstości  $q_s$  oraz z uziemionym otoczeniem spełniającym warunki  $d \ll l_1$  oraz  $l_1 = l_2$  (taśma przebiega pomiędzy dwoma uziemionymi płytami w jednakowej odległości od każdej z nich, równej  $l_2$ ), wysokość "garbu"  $\Delta U_{\rm C}$  można obliczyć, korzystając z zależności (6.26) oraz (6.31). Elementarne przekształcenia prowadzą do wyrażenia:

$$\Delta U_C = \frac{q_s l_2}{2\varepsilon_0}.\tag{6.33}$$

Ponieważ wartość potencjału  $U_1$  w obszarze niezaburzonym jest dla omawianego przypadku również określona zależnością (6.33), stąd względna wysokość "garbu" potencjału (odniesiona do wartości potencjału w stanie niezaburzonym) nie będzie zależeć od odległości miernik (sonda)–taśma i przyjmie wartość równą 1. Oznacza to, że miernik pracujący w układzie kompensacyjnym zmierzy dwukrotnie wyższy potencjał niż posiada go taśma w stanie niezaburzonym. Przykład obrazuje silny wpływ obecności miernika (sondy) na potencjał powierzchni obiektu również w przypadku pomiarów metodą kompensacyjną.

Jeżeli pomiar lokalnego potencjału wykonywany jest na rozległym obiekcie dielektrycznym, w warunkach dużej odległości  $I_2$ , należy również rozważyć wpływ na jego wartość ładunku rozłożonego na obszarach położonych poza powierzchnią  $S_F$  [6.26]. Wpływ pola od ładunku zgromadzonego na obszarze poza powierzchnią  $S_F$  może wystąpić zarówno w przypadku pomiaru potencjału metoda bezpośrednią, jak i kompensacyjną.

## 6.5. Uwagi końcowe

Przedstawione rozważania dotyczące pomiarów napięcia na obiektach ze stałym ładunkiem wskazują na występowanie następujących prawidłowości:

1. Zastosowanie metod kontaktowych jest ograniczone do obiektów przewodzących (klatki Faradaya), przy czym rezystancja wewnętrzna woltomierza (elektrometru)  $R_V$  musi zapewnić (łącznie z pojemnością obiektu) stałą czasu wystarczająco dużą dla wykonania odczytu (rozdz. 6.2).

2. Potencjał oraz pojemność wypadkowa obiektu ulega zmianie podczas pomiaru zarówno metodą bezpośrednią, jak i kompensacyjną. Wartość potencjału zmierzona

metodą kompensacyjną jest wyższa, zaś mierzoną metodą bezpośrednią – niższa w porównaniu do wartości w stanie niezaburzonym (zależności (6.13) i (6.10)). Pojemność wypadkowa obiektu, przy zbliżeniu miernika (sondy) mierzącego metodą bezpośrednią, wzrasta, zaś mierzącego metodą kompensacyjną – maleje, w stosunku do pojemności obiektu w stanie niezaburzonym (zależności (6.11) i (6.14)).

3. Zmiany potencjału oraz pojemności obiektu wystąpią w przypadku porównywalnych wartości pojemności  $C_O$  oraz  $C_M$  bądź  $C_C$  (rozdz. 6.3.1, 6.3.2). W przypadku obiektów o dużej pojemności własnej  $C_O$  napięcia  $U_C$  i  $U_D$  będą praktycznie równe napięciu U, tak jak dla stanu niezaburzonego.

4. W przypadku niejednorodnego rozkładu ładunku na powierzchni obiektu, wartość zmierzonego potencjału będzie zależeć od miejsca jego pomiaru, jak również od odległości obiektu od miernika. Uwaga ta dotyczy również pomiarów wykonywanych na obiektach przewodzących.

#### Literatura

- [6.1] PN-92–E-5201, Ochrona przed elektrycznością statyczną. Metody oceny zagrożeń wywołanych elektryzacją materiałów dielektrycznych stałych. Metody oceny zagrożenia pożarowego i/lub wybuchowego.
- [6.2] PN-EN 61340-5-1, Elektryczność statyczna. Część 5-1: Ochrona przyrządów elektronicznych przed elektrycznością statyczną. Wymagania ogólne.
- [6.3] BS 7506, Methods for Measurements in Electrostatics. Part 2. Test methods, 1996.
- [6.4] HILCZER B., MAŁECKI J., Elektrety i piezopolimery, PWN, Warszawa, 1989.
- [6.5] KĘDZIA J., Polaryzacja statyczna jako kryterium starzenia dielektryków, Rozprawa doktorska. Instytut Podstaw elektrotechniki i Elektrotechnologii, Politechnika Wrocławska, Wrocław, 1972.
- [6.6] KEMPSKI A., Metoda sond napięciowych w zastosowaniu do badania rozkładu ładunku przestrzennego w dielektrykach ceramicznych, Rozprawa doktorska, Nr I-7/PRE-124/81, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Politechnika Wrocławska, Wrocław, 1981.
- [6.7] CHUBB J., An Introduction to Electrostatic Measurements, John Chubb Instrumentation, Chaltenham, 2007, http://www.jci.co.uk.
- [6.8] TAYLOR D.M., SECKER P.A., *Industrial Electrostatics, Fundamentals and measurements,* J. Wiley & Sons Inc., New York, Research Studies Press Ltd., Taunton, Somerset, England, 1994.
- [6.9] CROSS J., *Electrostatics: Principles, Problems and Applications*, Adam Hilger, IOP Publ. Ltd., Bristol, England, 1987.
- [6.10] KACPRZYK R., KEMPSKI A., Sondowe metody badań rozkładu ladunku przestrzennego na dielektrykach stałych, Materiały Sympozjum Ogólnokrajowego '84 "Ładunek przestrzenny w dielektrykach i jego wpływ na ich własności elektryczne. Zielona Góra, czerwiec 1984. 50–59.
- [6.11] JELLONEK A., GĄSZCZAK J., ORZESZKOWSKI Z., RYMASZEWSKI R., Podstawy metrologii elektrycznej i elektronicznej, PWN, Warszawa, 1980.
- [6.12] NADACHOWSKI M., KULKA Z., Analogowe układy scalone, WKiŁ, Warszawa, 1980.
- [6.13] INA 116, Ultra-Low Input Bias Current Instrumentation Amplifier, Karta katalogowa, Burr-Brown Corporation, USA, May, 1995.
- [6.14] LMC 6041 CMOS Single Micropower Operational Amplifier, National Semiconductor Corporation. Karta katalogowa, 1999, www.national.com.
- [6.15] PRANCE R.J., DEBRAY A., CLARK T.D., PRANCE H., NOCK M., HARLAND C.J., CLIPPINGDALE A. J., An ultra-low-noise electrical-potential probe for human-body scanning, Measurement Science and Technology, Vol. 11, 2000, 291–297.

- [6.16] HARLAND C.J., CLARK T.D. PRANCE R.J., *Electric potential probes-new directions in remote sensing of the human body*, Measurement Science and Technology, Vol. 13, 2002, 163–169.
- [6.17] Keithley Model 6517 Electrometer/High Resistance Meter, Keithley Instruments Inc., Cleveland, Ohio, USA, 1997.
- [6.18] Voltmetr-Elektrometr Universalnyj B7-30, Techničeskoe opisanie i instrukcija po ekspluatacii. Tg 2.728.011-01TO, 1983.
- [6.19] Voltmetr Postojannogo Toka Elektrometriceskij BK2-16, Techničeskoe opisanie i instrukcija po ekspluatacii, 1978.
- [6.20] Bedinungsanleitung. Schwingkondensator-Elektrometer Typ 6350, VEB Statron, RFT, Fuerstenwalde, 1973.
- [6.21] Vibrating Reed Electro-Meter, Instruction Manual TR-84M, Takeda Riken Industry Co. Ltd., Tokyo, 1967.
- [6.22] ILIUKOVIC A.M., Technika Elektrometrii, Izd. Energija, Moskva, 1976
- [6.23] JAWOREK A., Metody pomiarowe elektrostatyki, Zeszyty Naukowe Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk, nr 202/1104/85, 1985.
- [6.24] KACPRZYK R., *Measurements of Electrical Potential of Constant Charge Objects*. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 19, No. 1, 2012, 134–139.
- [6.25] User Manual JCI 140/140F, Chilworth Technology Ltd., www.chilworth.co.uk, 2008.
- [6.26] DURKIN W.J., Electrostatic Measurements on Plastic Webs, Conf. Rec. 1993 IEEE IAS 28th Annual Meeting, Royal York Hotel, Toronto, Ontario, Canada, Oct. 02–08, 1993, 1728–1736.
- [6.27] KACPRZYK R., STEC C., Measurements of the surface charge density on moving webs, J. Electrostatics, Vol. 40–41, 1997, 455–461.
- [6.28] SAVER A.E., *Analysis of Electrostatic Measurements on Webs.* Conf. Rec. 1993 IEEE IAS 28th Annual Meeting, Royal York Hotel, Toronto, Ontario, Canada, Oct. 02–08, 1993, 1721–1727.
- [6.29] CAT-4/84–JTC, Monroe Electronics instruments to measure electrostatic voltage and field, Monroe Electronics Inc., Lyndonville, NY, 1984.
- [6.30] Trek, ESD Measurements & Control Instruments Catalog. EC.TJW.1110, Trek Inc., Medina N.Y.

# 7. Pomiary natężenia pola elektrycznego

## 7.1. Wprowadzenie

Ocena stanu zagrożenia czy też optymalizacja bądź ocena elektrostatycznego procesu technologicznego wymagają pomiaru parametrów umożliwiających opisanie stanu obiektu lub procesu. W obu przypadkach niezbędna jest znajomość ładunku elektrycznego zgromadzonego na badanym obiekcie, będącego z jednej strony źródłem oddziaływań siłowych, z drugiej zaś – czynnikiem umożliwiającym gromadzeniem energii w polu elektrycznym. Pomiar ładunku zgromadzonego na badanym obiekcie nie zawsze jest możliwy, stąd w praktyce częściej mierzy się natężenie pola elektrycznego wytworzonego przez rozłożone w przestrzeni ładunki niż wartość samego ładunku. Natężenie pola elektrycznego może być ponadto miarą możliwości wystąpienia zjawisk czy efektów elektrostatycznych, których przykłady zebrano w tabeli 7.1.

Zjawisko	Natężenie pola [V/m]
Naturalne pole elektryczne przy powierzchni ziemi w pogodny dzień	$10^2 - 10^3$
Pola elektryczne przy powierzchni ziemi w obecności chmur burzo- wych (bez wyładowań)	$10^{3}$ -10 <sup>4</sup>
Wzmożone przyciąganie drobin kurzu	>2.10 <sup>4</sup>
Efekt "stawania" włosów	>2.10 <sup>5</sup>
Efekt "klejenia się" taśm do uziemionych obiektów	>1.10 <sup>6</sup>
Wyładowania w polu jednorodnym pod ciśnieniem atmosferycznym	3·10 <sup>6</sup>

Tabela 7.1. Wartości natężenia pola elektrycznego dla typowych zjawisk elektrostatycznych

Pomiary natężenia pola elektrycznego wykonuje się za pomocą mierników natężenia pola. Mierniki natężenia pola działają dzięki wykorzystaniu różnych zjawisk występujących w polach elektrycznych oraz zastosowaniu różnych metod pomiaru. Metody pomiarów natężenia stałych i wolnozmiennych pól elektrycznych można podzielić
na dwie podstawowe grupy, tj. na metody pomiarów bezpośrednich oraz kompensacyjnych.

W metodach pomiarów bezpośrednich natężenie mierzonego pola elektrycznego jest bezpośrednio przetwarzane na sygnał mierzony, który niekoniecznie musi mieć naturę elektryczną. Wśród metod należących do tej grupy można wymienić pomiar natężenia pola elektrycznego za pomocą pomiaru siły (wykorzystywany w woltomierzach elektrostatycznych) lub ładunku indukowanego na elektrodzie wzorcowej (indukcyjne mierniki pola) czy też pomiar prądu jonów unoszonych przez mierzone pole (radioizotopowe mierniki natężenia pola).

Każda z opcji wymienionych w grupie metod bezpośrednich może być użyta w grupie metod kompensacyjnych, w których bezpośredniemu pomiarowi, a ściślej detekcji (ładunku, siły, prądu), podlega pole wypadkowe będące sumą pola mierzonego oraz pola kompensującego. Pomiar natężenia pola mierzonego następuje zatem przez względnie łatwy pomiar pola kompensacyjnego, w warunkach równości obu pól, z dokładnością określoną czułością detektora błędu.

Metody bezpośredniego pomiaru natężenia pola charakteryzują pewne cechy, określające możliwości ich zastosowań zarówno w pomiarach doraźnych, jak i ciągłych (monitoringu). Cechy te warunkują cenę przyrządów oraz możliwości indywidualnego kształtowania ich właściwości dla pomiarów w specyficznych warunkach. Najszersze zastosowanie mają metody indukcyjne z przetwarzaniem i bez przetwarzania mierzonego pola stałego (wolnozmiennego) na zmienny sygnał wyjściowy, sterujący członem pomiarowo-kontrolnym miernika pola.

# 7.2. Pole elektryczne w otoczeniu powierzchni przewodzącej

Jedną z najczęściej stosowanych metod pomiaru natężenia pola elektrycznego jest pomiar ładunku indukowanego, wykorzystywany w indukcyjnych miernikach natężenia pola. Metoda korzysta z zależności wiążącej natężenie pola elektrycznego E, działającego na powierzchnię elektrody pomiarowej z powierzchniową gęstością indukowanego na niej ładunku  $q_s$ . Zależność tę można otrzymać, rozważając płaskorównoległy model granicy faz (rys. 7.1).



Rys. 7.1. Wektory pola elektrycznego *E* i indukcji *D* w otoczeniu granicy materiałów (1) i (2)

Warunki załamania wektorów indukcji D i natężenia pola E na granicy ośrodków (1) i (2) określają zależności:

$$D_{1n} - D_{2n} = q_s \tag{7.1}$$

$$E_{1s} = E_{2s}, (7.2)$$

w których indeks n oznacza składową normalną, zaś s – styczną indukcji i natężenia pola. Przyjmując, że ośrodki (1) i (2) są liniowe i izotropowe, można napisać:

$$D_{1n} = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} E_{1n} \,, \tag{7.3}$$

$$D_{2n} = \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} E_{2n} \,. \tag{7.4}$$

Jeżeli ośrodek (2) jest przewodnikiem, wówczas (dla stanu ustalonego) można napisać:

$$E_{1s} = E_{2s} = 0, (7.5)$$

$$E_{2n} = 0$$
. (7.6)

Po podstawieniu do zależności (7.1) zależności od (7.3) do (7.6) otrzymuje się:

$$q_s = \varepsilon_{r1} \varepsilon_0 E_{1n} \,, \tag{7.7}$$

Wyrażenie (7.7) dla powietrza i innych gazów pod ciśnieniem atmosferycznym ( $\varepsilon_{r1} \cong 1$ ) otrzymuje znaną postać:

$$q_s \cong \varepsilon_0 E_{1n} \,. \tag{7.8}$$

Powyższe rozważania wskazują, że pole elektryczne przy powierzchni przewodnika (metalu) działa tylko w kierunku normalnym i indukuje w nim ładunek o gęstości powierzchniowej  $q_s$ , proporcjonalnej do jego natężenia. Zależność (7.8) tworzy podstawę działania wszystkich indukcyjnych mierników natężenia pól elektrycznych stałych i wolnozmiennych.

# 7.3. Indukcyjne mierniki natężenia pola elektrycznego bez przetwarzania

#### 7.3.1. Zasada działania indukcyjnego miernika natężenia pola

Indukcyjny miernik natężenia pola elektrycznego działa zgodnie z zasadą określoną wyrażeniem (7.8). Schemat układu podstawowego miernika przedstawiono na rysunku 7.2. Miernik zawiera elektrodę pomiarową EP, kondensator pomiarowy o pojemności  $C_T$ , wyłącznik W oraz woltomierz V. Jeżeli wyłącznik W po rozładowaniu pojemności  $C_T$  (po wyzerowaniu miernika) zostanie otwarty i elektroda EP zostanie wprowadzona

w obszar mierzonego pola, pole o natężeniu E (ściślej składowa normalna pola E do powierzchni elektrody), działając na elektrodę pomiarową EP, indukuje na jej powierzchni ładunek o gęstości określonej zależnością (7.7). Jeżeli ośrodkiem, w którym następuje pomiar natężenia pola, jest powietrze, można przyjąć, że  $\varepsilon_{r1} = 1.00$ . Przy powyższym założeniu całkowity ładunek Q indukowany na powierzchni elektrody s będzie można obliczyć ze wzoru:

$$Q = -\varepsilon_0 sE, \qquad (7.9)$$

gdzie *s* jest powierzchnią elektrody pomiarowej EP. Ładunek Q jest wiązany na elektrodzie przez pole *E*. Ładunek o tej samej wartości, ale przeciwnym znaku, spływa na kondensator pomiarowy o pojemności  $C_T$ . Woltomierz V mierzy zatem na kondensator rze napięcie U o wartości:

$$U = \frac{\varepsilon_0 sE}{C_T} \,. \tag{7.10}$$



Rys. 7.2. Zasada działania indukcyjnego miernika natężenia pola elektrycznego

Zgodnie z zależnością (7.10), napięcie U jest wprost proporcjonalne do natężenia pola E, a zatem woltomierz V może być wyskalowany wprost w jednostkach natężenia pola elektrycznego. Czułość przetwornika (miernika pola)  $c_{UE}$  zdefiniowana jest zależnością:

$$c_{UE} = \frac{dU}{dE}, \qquad (7.11)$$

która, po uwzględnieniu wyrażenia (7.10) dla indukcyjnego miernika pola otrzymuje postać:

$$c_{UE} = \frac{\varepsilon_0 s}{C_T} \quad [V/(V/m)]. \tag{7.12}$$

Z zależności (7.12) wynika, że czułość  $c_{UE}$  jest tym wyższa, im większa jest powierzchnia *s* elektrody pomiarowej oraz im niższa jest całkowita pojemność  $C_T$ , na której gromadzi się indukowany ładunek.

Pomiar natężenia pola przy użyciu opisanego miernika można wykonać według dwóch procedur:

- Procedury A, która wymaga:
- zwarcia wyłącznika W i rozładowania pojemności  $C_{\rm T}$  miernika pola po odsunięciu go do obszaru bez pola *E* (rozładowanie w warunkach pełnego ekranowania elektrody EP przed wpływem pola *E*);
- otwarcia klucza W i wprowadzenia miernika w obszar badanego pola;
- odczytu mierzonej wartości składowej normalnej pola E w miejscu, w którym znajduje się elektroda pomiarowa, przy otwartym wyłączniku W.
- Procedury B, która wymaga:
- zwarcia wyłącznika W oraz wprowadzenia elektrody EP miernika w obszar pola mierzonego;
- otwarcia wyłącznika W i wyjęcia miernika pola (elektrody EP) z obszaru działania pola;
- odczytu mierzonej wartości składowej normalnej pola E w miejscu, w którym znajdował się miernik (elektroda EP) w momencie otwarcia wyłącznika W, w warunkach zerowego pola zewnętrznego i przy otwartym wyłączniku W.

Jeżeli zachowana jest procedura A, znak napięcia U jest taki sam jak ładunku wytwarzającego pole E. Zachowanie procedury B powoduje natomiast zmianę znaku napięcia U na przeciwny w stosunku do znaku ładunku wytwarzającego pole E. W przypadku procedury B pojemność  $C_T$  jest bowiem ładowana ładunkiem związanym na elektrodzie EP przez pole E. Ładunek ten jest uwalniany w momencie wyniesienia elektrody EP z obszaru działania mierzonego pola.

Zmianę zakresu miernika uzyskuje się zwykle poprzez zmianę pojemności kondensatora  $C_T$  lub zmianę aktywnej powierzchni elektrody pomiarowej EP (części poddanej działaniu mierzonego pola).

W układzie przedstawionym na rysunku 7.2 do pomiaru napięcia na pojemności  $C_T$ stosuje się woltomierz o bardzo dużej rezystancji wejściowej, z reguły powyżej  $10^{13} \Omega$ . Woltomierz taki ma zwykle wzmacniacz operacyjny WO pracujący w układzie nieodwracającym (rys. 7.3 a), którego wzmocnienie  $k_U$  określone jest wartością rezystorów  $R_1$  i  $R_2$ . Wartość współczynnika wzmocnienia określona jest wyrażeniem:

$$k_U = 1 + \frac{R_2}{R_1},\tag{7.13}$$

w którym  $R_1$  i  $R_2$  są rezystancjami rezystorów sprzężenia zwrotnego. Napięcie wyjściowe wzmacniacza określa zależność:

$$U_{wyj} = k_U \frac{\varepsilon_0 sE}{C_T}.$$
(7.14)

W przypadku zastosowania wtórnika napięciowego (rys. 7.3b) ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = 0$ ) wzmocnienie napięciowe  $k_U = 1$ , a napięcie wyjściowe:

$$U_{wyj} = U = \frac{\varepsilon_0 sE}{C_T}.$$
(7.13)

Stosowane jest również rozwiązanie (rys. 7.3c), w którym wzmacniacz operacyjny WO pracuje jako konwerter ładunku na napięcie (Q-U).



Rys. 7.3. Pomiar ładunku na elektrodzie pomiarowej EP za pomocą układów ze wzmacniaczami operacyjnymi: a) wzmacniacz nieodwracający, b) wtórnik napięciowy, c) konwerter ładunek–napięcie (Q–U)

Konwerter (Q–U) jest bardziej odporny na zakłócenia sygnałami zmiennymi lub impulsowymi, ale zwarcie kondensatora  $C_T$  wymaga zastosowania wyłącznika ze stykami izolowanymi od masy. Dla tego rozwiązania układowego napięcie wyjściowe  $U_{wyj}$  również określone jest zależnością (7.13), jako że napięcie U na pojemności  $C_T$ , włączonej w obwód sprzężenia zwrotnego, tworzy ładunek spływający na nią z elektrody pomiarowej EP.

Mierniki indukcyjne bez przetwarzania są proste w budowie, mogą mieć stosunkowo wysoką czułość (powyżej  $1 \cdot 10^{-5}$  V/(V/m)) i ,niską cenę. Mierniki te wykazują jednak duży dryft wskazań oraz dryft zera wynikające ,z rozładowania pojemności  $C_T$ przez woltomierz napięcia stałego o skończonej rezystancji wewnętrznej  $R_V$  oraz z ciągłego ładowania pojemności  $C_T$  prądem wejściowym woltomierza V (wzmacniacza operacyjnego). Współczesne wzmacniacze operacyjne mają dużą rezystancję wejściową przy stosunkowo małym prądzie wejściowym. Cechy te umożliwiają wykorzystanie ich jako wzmacniaczy wstępnych w konstrukcjach sond indukcyjnych, stosowanych np. do badania rozkładu potencjału oraz pól. Sondy takie mogą być konstruowane indywidualnie, w zależności od potrzeb eksperymentalnych [7.1, 7.2, 7.38].

Ze względu na dryft wskazań oraz zera, mierniki indukcyjne bez przetwarzania mogą być stosowane tylko do pomiarów doraźnych. Przykład wielozakresowego indukcyjnego miernika pola bez przetwarzania przedstawiono na rysunku 7.4.



Rys. 7.4. Indukcyjny miernik natężenia pola elektrycznego bez przetwarzania (E 861 A, METRA). W przedniej części przyrządu widoczna elektroda pomiarowa

#### 7.3.2. Dryft wskazań

Charakterystyczną cechą indukcyjnych mierników pola bez przetwarzania jest zmiana wskazań obserwowana po ich wprowadzeniu w pole elektryczne, czyli dryft wskazań, wynikająca z rozładowania kondensatora, na którym został zgromadzony ładunek, przez skończoną rezystancję wejściową woltomierza  $R_{\nu}$ .

Typowy przebieg wskazań napięcia U na pojemności  $C_T$  w funkcji czasu odczytu t, równego napięciu wyjściowemu  $U_{wyj}$  (rys. 7.3b), obserwowany po wprowadzeniu miernika pola w obszar działania pola mierzonego E (procedura A) przedstawiono na rysunku 7.5. Wartość odczytywanego napięcia U maleje wykładniczo w funkcji czasu odczytu ze stałą czasu

$$\tau = R_V C_T \,. \tag{7.14}$$

Opisany dryft uniemożliwia wykorzystanie mierników bez przetwarzania w ciągłych pomiarach natężenia pola.



Rys. 7.5. Przebieg w czasie pola mierzonego E oraz zależność wskazań miernika pola  $U_{wy}$  od czasu odczytu t

#### 7.3.3. Dryft zera spowodowany skończoną wartością prądu wejściowego

Niestabilność zera wynikająca ze skończonej wartości prądu wejściowego dotyczy wszystkich woltomierzy prądu stałego pracujących bez przetwarzania. Uzyskanie rezystancji wejściowej woltomierza na poziomie  $R_{\Gamma} \ge 10^{13} \Omega$  jest możliwe dzięki specjalnym wzmacniaczom elektronicznym, określanym jako elektrometryczne. W rozwiązaniach wykorzystujących technikę próżniowych lamp elektronowych stosowano wzmacniacze elektrometryczne wyposażone w stopniu wejściowym w lampy elektrometryczne o bardzo niskim prądzie wejściowym [7.3]. Obecnie w charakterze wzmacniaczy elektrometrycznych stosuje sie wzmacniacze operacyjne, tranzystory typu FET lub MOSFET również o bardzo małym prądzie wejściowym.

W każdym przypadku działanie wzmacniacza operacyjnego łączy się jednak z koniecznością przepływu bardzo małego, ale skończonego prądu wejściowego  $I_{wej}$ . Typowy przypadek wzmacniacza operacyjnego pracującego jako wtórnik napięciowy (transformator impedancji) przedstawiono na rysunku 7.6. Przepływowi prądu  $I_{wej}$  towarzyszy ciągłe ładowanie pojemności  $C_T$ , co uwidacznia się w postaci ciągłej zmiany w funkcji czasu wskazania woltomierza V (napięcia  $U_{wy}$ ). Wskazanie zmienia się od momentu otwarcia wyłącznika W również w sytuacji, kiedy wartość mierzonego pola jest równa zeru (E = 0). Powyższe zjawisko zilustrowano na rysunku 7.6. Zmiana napięcia  $\Delta U_{wy}$  obserwowana w czasie  $\Delta t$  będzie określona zależnością:

$$\frac{\Delta U_{wyj}}{\Delta t} = \frac{I_{wej}}{C_T} \,. \tag{7.15}$$



Rys. 7.6. Ładowanie pojemności C<sub>T</sub> prądem wejściowym wzmacniacza Iwej

Mierzone napięcie  $U_{wyj}$  narasta przez cały okres pomiaru (otwarcia wyłącznika W), aż do momentu nasycenia się wzmacniacza.

Zależność (7.15) może być również wykorzystana do określenia wartości prądu wejściowego wzmacniacza operacyjnego lub elektrometru [7.4].

Do kompensacji prądu wejściowego i związanego z nim dryftu zera można zastosować specjalne rozwiązania poprawiające właściwości wzmacniaczy.



Rys. 7.7. Zmiana wskazań miernika pola  $U_{wyj}$  wynikająca z przepływu przez kondensator skończonego prądu wejściowego

#### 7.3.4. Kompensacja prądu wejściowego wzmacniacza

Zależność (7.15) pokazuje, że nawet niewielkie wartości prądu wejściowego  $I_{wej}$ mogą powodować widoczny dryft zera wzmacniacza, zwłaszcza w przypadku sond z małą wartością pojemności  $C_T$ . W takich przypadkach nawet niewielki prąd wejściowy wzmacniacza elektrometrycznego wymaga możliwie precyzyjnej kompensacji. Jedną z możliwości jest zastosowanie tzw. wirtualnej ziemi [7.7]. Schemat takiego układu przedstawiono na rysunku 7.8.



Rys. 7.8. Sonda indukcyjna ze wzmacniaczem operacyjnym i różnicową kompensacją prądów wejściowych

W układzie zastosowano elektrometryczny wzmacniacz różnicowy, pracujący w układzie integratora, w którym rolę pojemności pomiarowej  $C_T$  spełnia kondensator  $C_1$ . Z analizy układu pokazanego na rysunku 7.8 wynika, że stosunek napięcia dryftu  $U_{dr}$  do napięcia  $U_{wyj}$  (równego napięciu na pojemności  $C_1$ ) określony jest zależnością [7.7]:

$$\frac{U_{dr}}{U_{wvi}} = \frac{\frac{C_1}{C_2} I_{wej1} - I_{wej2}}{Q} t, \qquad (7.16)$$

w której Q jest ładunkiem indukowanym na elektrodzie EP,  $C_1$  – pojemnością kondensatora pomiarowego,  $C_2$  – pojemnością kondensatora w układzie kompensującym.

W przypadku zastosowania kondensatorów  $C_1$  i  $C_2$  o jednakowej pojemności, zależność (7.16) sprowadza się do postaci:

$$\frac{U_{dr}}{U_{wvi}} = \frac{I_{wej1} - I_{wej2}}{Q}t.$$
 (7.17)

Z zależności (7.16) i (7.17) wynika, że stosując układ z rysunku 7.8, można znacznie zmniejszyć dryft zera w przypadku wykorzystania różnicowego wzmacniacza operacyjnego ze zbliżonymi wartościami prądu wejściowego na wejściach odwracającym i nieodwracającym. Ilustruje to wykres przedstawiony na rysunku 7.9.



Rys. 7.9. Przebieg wskazań miernika pola z rys. 7.8 w funkcji czasu dla pola zewnętrznego E = 0. Wyłączniki W<sub>2</sub> zwarty, W<sub>1</sub> otwarty – stan "zwykłego wzmacniacza całkującego" oraz W<sub>1</sub>, W<sub>2</sub> otwarte – stan wzmacniacza z wirtualną ziemią

Inną metodą kompensacji prądu wejściowego przedstawiono w pracy [7.5]. W układzie do kompensacji prądu wejściowego wykorzystano dodatkowy generator bardzo małych prądów [7.6], zawierający źródło napięcia ze stałym narostem oraz układ różniczkujący z bardzo małą pojemnością różniczkującą. Schemat pełnego układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 7.10. Można wykazać [7.5], że w układzie jak na rysunku 7.10. prąd kompensujący  $I_k$ , płynący przez kondensator o pojemności  $C_1$  będzie określony zależnością:

$$I_k = \frac{C_1}{C_2} \frac{U_k}{R_2},$$
(7.18)

w której  $C_1$  jest pojemnością różniczkującą,  $C_2$  – pojemnością kondensatora całkującego,  $U_k$  – napięciem na dzielniku zawierającym potencjometr  $R_3$ ,  $R_2$  – rezystorem określającym wartość prądu całkowanego w generatorze narostu napięcia.

Przedstawiony na rysunku 7.10 układ do kompensacji prądu wejściowego pozwala osiągnąć podobny poziom dryftu jak przedstawiony na rysunku 7.8, również w warunkach wymaganej bardzo małej pojemności  $C_1$ .

Przedstawione wyżej układy umożliwiają znaczną kompensację prądu wejściowego wzmacniaczy, a co za tym idzie, znaczne obniżenie dryftu zera. Niemniej rozwiązania te nie mogą być stosowane do długotrwałych pomiarów czy też monitoringu pola elektrycznego nie tylko z powodu skończonego prądu wejściowego, ale również z powodu jego zmian w funkcji czasu (prąd wejściowy zależy m.in. od temperatury, wilgotności, okresowych przeciążeń i innych czynników).



Rys. 7.10. Uproszczony schemat wzmacniacza z kompensacją prądu wejściowego za pomocą generatora napięcia o stałym naroście i układu różniczkującego [7.5]: *K*<sub>1</sub>, *K*<sub>2</sub> – kontaktrony, *LK*<sub>1</sub>, *LK*<sub>2</sub> – cewki sterowania kontaktronów, *I*<sub>k</sub> – prąd kompensujący prąd wejściowy I<sub>wej</sub>

### 7.3.5. Wpływ prądów jonowych atmosfery

W przypadku indukcyjnego miernika pola bez przetwarzania źródłem błędu mogą być jony znajdujące się w powietrzu w obszarze badanego pola, które docierają do elektrody pomiarowej EP (na zasadzie sił od ładunku zwierciadlanego) i zmieniają sumaryczną wartość ładunku indukowanego przez mierzone pole. Zakładając punktowy charakter źródła jonów rozpraszanych izotropowo w atmosferze, wartość prądu jonowego  $i_j$ , docierającego do elektrody pomiarowej EP można oszacować korzystając z wyrażenia [7.7]:

$$i_j = \frac{i_s s}{4\pi r^2},\tag{7.19}$$

w którym  $i_s$  jest wartością prądu jonowego emitowanego przez źródło do atmosfery, s – powierzchnią elektrody pomiarowej, r – odległością przetwornika lub miernika pola od źródła jonów. Prąd o wartości określonej przybliżoną zależnością (7.19) powoduje zmianę napięcia U na pojemności wejściowej  $C_T$ . Zmianę  $\Delta U_j$  można oszacować na podstawie wyrażenia:

$$\Delta U_j = \frac{i_s s \Delta t}{4\pi r^2 C_r},\tag{7.20}$$

w którym  $\Delta t$  jest czasem ekspozycji elektrody pomiarowej o powierzchni *s* na działanie prądu jonowego źródła o wydajności *i*<sub>s</sub>.

Wyrażenie (7.19) wskazuje, że w przypadku mierników z przetwarzaniem, w których elektroda pomiarowa jest przesłaniana z częstością rzędu kilkuset Hz lub wyższą, prądy jonowe nie będą wpływały na ich wskazania ze względu na krótki czas ekspozycji elektrody pomiarowej na działanie mierzonego pola  $\Delta t$ . Inaczej będzie w przypadku mierników i przetworników ze sprzężeniem jonowym (punkt 7.5.1), które poddawane są działaniu zakłócającego prądu jonowego przez cały czas pomiaru.

#### 7.3.6. Mierniki pól z układami próbkującymi

Jedną z wad indukcyjnych mierników natężenia pola bez przetwarzania jest opisany dryft wskazań, obserwowany dla stałych wartości mierzonego pola (rozdz. 7.3.3). Jak wynika z rysunku 7.5, najprostszym sposobem obniżenia wpływu dryftu jest skrócenie czasu pomiaru, liczonego od momentu otwarcia wyłącznika W (rys. 7.3) do momentu wykonania odczytu. Czas ten może być znacznie krótszy niż wymagany do odczytu przez operatora. Do realizacji całej procedury pomiarowej można wykorzystać układy próbkujące (układy *sample and hold*). Uproszczony schemat przyrządu z próbkowaniem mierzonego napięcia (proporcjonalnego do mierzonego natężenia pola) przedstawiono na rysunku 7.11. Przyrząd zawiera sprzężone przełączniki W1 pomiar (pamiętanie) i W2 (odczyt). Jeżeli przełącznik znajduje się w pozycji "pomiar", po wprowadzeniu miernika w pole elektryczne indukowany przez nie ładunek na elektrodzie EP spływa na kondensator  $C_T$ , ładując go do napięcia U. Wzmacniacz operacyjny WO1 pracuje w charakterze wtórnika napięciowego (wzmocnienie napięciowe  $k_u = 1$ ) i umożliwia naładowanie kondensatora "pamiętającego"  $C_M$  do napięcia  $U_{wyj}$  równego U kosztem ładunku pobieranego ze źródła zasilania.



Rys. 7.11. Schemat układu próbkującego do pomiaru natężenia pola

Jeżeli przełączniki W1 i W2 znajdą się w pozycji "odczyt", kondensator pomiarowy  $C_T$  będzie zwarty do masy (układ wejściowy przygotowany do następnego pomiaru), a woltomierz V będzie nadal mierzył napięcie na kondensatorze  $C_M$ . Kondensatory  $C_M$  oraz  $C_T$  są tak dobrane, że między ich pojemnościami zachodzi relacja:

$$C_M \gg C_T. \tag{7.21}$$

Spełnienie warunku (7.21) pozwala w zasadniczy sposób obniżyć wymagania dotyczące rezystancji wejściowej woltomierza V mierzącego napięcie U. Pojemność kondensatorów pomiarowych  $C_T$  mieści się zwykle w zakresie od 100 pF do 10 nF, podczas gdy pojemność  $C_M$  może być na poziomie milifaradów.

Zamiast przełączników mechanicznych stosuje się analogowe klucze na tranzystorach typu FET lub MOSFET załączane impulsami sterującymi bramki  $U_{imp}$ . Uproszczony schemat miernika z kluczem FET przedstawiono na rysunku 7.12.



Rys. 7.12. Schemat układu próbkującego do pomiaru natężenia pola z kluczem FET

Otwarciu wyłącznika W na wejściu miernika towarzyszy podanie na czas pomiaru impulsu otwierającego (w postaci napięcia  $U_{imp}$ ) źródło, tj. dren tranzystora FET. Po wprowadzeniu miernika w obszar mierzonego pola *E* następuje naładowanie pojemności  $C_M$  do napięcia *U*. Po upłynięciu czasu pomiaru następuje "odłączenie" wyjścia wzmacniacza od kondensatora  $C_M$  oraz zwarcie elektrody EP i wejścia wzmacniacza przez klucz W.

Wadą układów z rysunków 7.11 oraz 7.12 są ograniczone możliwości obciążenia wzmacniacza WO1 dużym prądem ładowania pojemności kondensatora  $C_M$ . Duże wartości prądu mogą się pojawić przy dużych pojemnościach, niezbędnych do utrzymania minimalnego błędu pamiętania.

Błąd pamiętania wynika z rozładowywania pojemności przez rezystancję woltomierza w czasie wykonywania odczytu i określa go stała czasu  $\tau = R_V C_M$ . W przypadku typowego wskazówkowego woltomierza magnetoelektrycznego, ze wskaźnikiem o czułości 50 µA dla zakresu U = 1 V jego rezystancja wewnętrzna będzie równa  $R_V =$ 20 kΩ. Zatem nawet dla  $C_M = 1$  mF stała czasu  $\tau = 20$  s może być zbyt krótka do dokonania odczytu. Dla wskaźnika cyfrowego (7106), dla którego  $R_V = 10^9 \Omega$ , wymagania dla  $C_M$  są znacznie mniejsze, ponieważ już dla  $C_M = 1$  µF stała czasu przyjmuje wartość  $\tau = 1000$  s absolutnie wystarczającą do swobodnego odczytu wartości napięcia U.

Nieco bardziej złożone schematy układów praktycznych przedstawiono na rysunkach 7.13 (z przełącznikiem mechanicznym) oraz 7.14 (z kluczami FET). W układzie z rysunku 7.13 przełączenie z pozycji "pomiar" na pozycję "odczyt" następuje po wysterowaniu bramek tranzystorów T1 i T2 napięciem  $U_{imp.}$ 

W obydwu przypadkach wzmacniacz operacyjny WO1 pełni rolę wzmacniacza wejściowego (wzmacniacz z ekstremalnie niskim prądem wejściowym), zaś wzmacniacz WO2 pełni rolę standartowego wtórnika napięciowego o wyższej wydajności prądowej. Wzmacniacz operacyjny WO2 oddziela kondensator  $C_M$  od obciążenia, co pozwala uzyskać długi czas "pamiętania" napięcia  $U_M$ . W czasie pomiaru (i ładowania pojemności  $C_M$ ) tranzystor T1 jest wyłączony, zaś T2 włączony. Przewodzący tranzystor T2 zamyka pętlę sprzężenia zwrotnego wzmacniacza WO1. Układ ma wysoką rezystancję wejściową i małą wyjściową.

Stosując układy próbkujące, można również zmniejszyć wpływ dryftu zera, ponieważ występuje on jedynie w momencie dokonywania zapisu informacji podczas wprowadzania miernika w obszar mierzonego pola. Dryft praktycznie nie występuje w czasie wykonywania odczytu (duża pojemność kondensatora  $C_M$ ).



Rys. 7.13. Miernik pola z układem próbkującym sterowanym przełącznikami mechanicznymi

Zastosowanie wskaźników cyfrowych umożliwia realizację powyższych układów przy wykorzystaniu pamięci cyfrowych. Wynik pomiaru, po wprowadzeniu miernika w obszar pola, może być "zatrzaśnięty" w pamięci cyfrowej na czas niezbędny do odczytu.



Rys. 7.14. Miernik pola pracujący według zasady podanej na rys. 7.13 z przełączaniem zrealizowanym za pomocą tranzystorów FET

Opisane rozwiązania stosowane są w przyrządach umożliwiających jedynie doraźne pomiary natężenia pola elektrycznego, ponieważ wymagają stosowania procedury

pomiarowej jak dla indukcyjnych mierników pola bez przetwarzania (okresowe zerowanie i wprowadzenie miernika w obszar badanego pola).

# 7.4. Metody indukcyjne z przetwarzaniem

### 7.4.1. Młynek polowy

Młynek polowy (rys. 7.15) jest przetwornikiem stałego lub wolnozmiennego pola elektrycznego na zmienny sygnał mierzony. Obrotowa, metalowa i uziemiona przesłona P powoduje okresowe osłanianie elektrody pomiarowej EP przed działaniem mierzonego pola elektrycznego *E*. Okresowe "siekanie" pola elektrycznego *E* powoduje indukowanie na elektrodach pomiarowych EP zmiennego ładunku elektrycznego, którego maksymalną wartość określa wyrażenie:

$$Q_{\max} = \varepsilon_0 s E, \tag{7.22}$$

w którym s jest sumaryczną powierzchnią wszystkich (zwykle 2–12) elektrod pomiarowych.

Minimalna wartość ładunku jest bliska zeru (stan przysłonięcia). Zmienna wartość ładunku prowadzi w efekcie do wystąpienia zmiennego napięcia  $U_Z$  na impedancji obciążenia Z. Amplituda wytworzonego napięcia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola E, zaś jego częstotliwość zależy od prędkości obrotowej  $\omega$  silnika S napędzającego obrotową przesłonę PO oraz od ilości elementów (wycinków) tworzących elektrodę pomiarową EP.



Rys. 7.15. Młynek polowy: a) uproszczony schemat młynka,b) wirująca przesłona – widok od strony źródła pola

Napięcie zmienne  $U_Z$  na impedancji Z, po wzmocnieniu we wzmacniaczu WZ i wyprostowaniu w detektorze D, steruje wskaźnik napięcia (wychyłowy lub cyfrowy) WS.

Elektroda pomiarowa EP obciążona jest impedancją Z o charakterze pojemnościowym:

$$Z = R_W + \frac{1}{j\omega C_T}.$$
(7.23)

Na pojemność  $C_T$  składa się pojemność wejściowa wzmacniacza, pojemność układu elektrod EP w stosunku do obudowy-masy przyrządu oraz pojemność kondensatora dodatkowego  $C_N$  na wejściu wzmacniacza. Rezystancję  $R_W$  określa praktycznie rezystancja wejściowa wzmacniacza WZ.

Biorąc pod uwagę pojemnościowy charakter impedancji Z oraz jej zależność od częstotliwości, można rozważyć dwa przypadki:

Przypadek A, dla którego spełniony jest warunek:

$$\omega^2 R_W^2 C_T^2 \ll 1, \tag{7.24}$$

umożliwiający określenie wartości amplitudy napięcia  $U_z$  na impedancji Z z zależności [7.7]:

$$U_Z = \frac{\varepsilon_0 s E \omega R_W}{2} \,. \tag{7.25}$$

Przypadek B, dla którego spełniony jest warunek:

$$\omega^2 R_W^2 C_T^2 \gg 1. \tag{7.26}$$

W przypadku B napięcie na elektrodzie EP zmienia się liniowo ze zmianą indukowanego na niej ładunku. Jeśli całkowicie odsłonięta powierzchnia elektrody EP jest równa *s*, zmiana ładunku indukowanego na niej w czasie w przypadku dwulistkowej przesłony będzie [7.7] wyrażane za pomocą wzoru:

$$\frac{dQ}{dt} = \pm \left(\frac{2\omega}{\pi}\right) \varepsilon_0 sE . \tag{7.27}$$

Indukowany prąd przepływa przez impedancję Z, przy czym chwilowa wartość występującego na niej napięcia U zmienia znak (polarność) co 1/4 obrotu (dla dwulistkowej przesłony). Można zatem napisać:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{U}{R_W} + C_T \frac{dU}{dt} .$$
(7.28)

Po połączeniu wyrażeń (7.27) oraz (7.28) otrzymuje się:

$$\frac{dU}{dt} = \left(\frac{2\omega}{\pi C_T}\right) \varepsilon_0 s E - \frac{U}{R_W C_T} \,. \tag{7.29}$$

Po scałkowaniu wyrażenia (7.29) dla t = 0,  $U = -U_Z$  oraz dla  $t = \pi/2\omega$ ,  $U = +U_Z$ , otrzymuje się wyrażenie określające amplitudę napięcia  $U_Z$  występującego na wejściu wzmacniacza:

$$U_{Z} = \left(\frac{2\omega}{\pi}\right) \varepsilon_{0} s E R_{W} \left(\frac{\left(1 - \exp{-\frac{\pi}{2\omega R_{W}C_{T}}}\right)}{\left(1 + \exp{-\frac{\pi}{2\omega R_{W}C_{T}}}\right)}\right).$$
(7.30)

Rozkładając funkcje eksponencjalne w szereg można wykazać, że:

$$U_{Z} = \left(\frac{\varepsilon_{0}sE}{2C_{T}}\right) \frac{1 - \pi/4\omega R_{W}C_{T} + \pi^{2}/24\omega^{2}R_{W}^{2}C_{T}^{2} - \dots}{1 - \pi/4\omega R_{W}C_{T} + \pi^{2}/\omega^{2}R_{W}^{2}C_{T}^{2} - \dots}.$$
(7.31)

Jeśli podtrzymać założenie, że  $\omega^2 R_W^2 C_T^2 \gg 1$  (ściślej,  $\omega^2 R_W^2 C_T^2 \gg \pi^2/48$ ), wówczas wartość amplitudy napięcia  $U_Z$  określona będzie zależnością:

$$U_Z \cong \frac{\varepsilon_0 sE}{2C_T} \,. \tag{7.32}$$

W przypadku spełnienia warunku B (dla  $\omega^2 R_W^2 C_T^2 >> 1$ , np. dla bardzo dużej rezystancji wejściowej  $R_W$  wzmacniacza WZ), wartość amplitudy napięcia  $U_Z$  nie zależy ani od wartości  $R_W$ , ani od częstości obrotów  $\omega$ . Może mieć to istotne znaczenie w przypadku przetworników (młynków polowych) zasilanych bateryjnie, w których obroty silnika nie są stabilizowane.

Dla przyjętej stosunkowo niskiej wartości pojemności  $C_T = 100 \text{ pF}$  (dla możliwie wysokiej czułości) obliczenia pokazują, że przy prędkościach obrotowych przesłony rzędu 6000 obr/min – rezystancja wejściowa wzmacniacza  $R_W$  powinna spełniać warunek:  $R_W > 10^7 \Omega$ . Opisane rozwiązanie jest najczęściej wykorzystywane w konstrukcji mierników pola.

Analiza wartości elementów wejściowych  $R_W$  oraz  $C_T$  może być prowadzona z uwzględnieniem minimalnego pola mierzonego, ograniczonego szumami termicznymi [7.8]. Napięcie szumów termicznych (Johnsona) określa zależność:

$$U_{NO} = \sqrt{8kTR_W b\omega} , \qquad (7.33)$$

w której  $k = 1,38 \ 10^{-23}$  J/K jest stałą Boltzmana, T – temperaturą bezwzględną,  $b\omega$  – szerokością pasma [Hz].

Warunek minimalnych szumów prowadzi do przeciwnych wymagań odnośnie wartości rezystancji wejściowej  $R_W$  w stosunku do wymagań stawianych przez minimalny wpływ niestabilności prędkości obrotowej. W przypadku spełnienia przez impedancję obciążenia elektrody pomiarowej warunku  $\omega^2 R_W^2 C_T^2 \gg 1$ , stosunek napięcia na elektrodzie pomiarowej do napięcia szumów będzie miał postać:

$$\frac{U_Z}{U_{NO}} = \frac{\varepsilon_0 sE}{2C_T \sqrt{8kTR_W b\omega}}.$$
(7.34)

W każdym przypadku, aby wartość rezystancji  $R_W$  miała wpływ mniejszy niż 1% na amplitudę napięcia  $U_Z$ , konieczne jest spełnienie warunku  $\omega R_W C_T > 16$ .

Zmieniając wartość pojemności kondensatora dodatkowego na wejściu układu (i w efekcie pojemności  $C_T$ ), można wygodnie zmieniać zakres pomiarowy, który dla omawianych przyrządów mieści się w granicach ( $10^3-10^6$ ) V/m.

Wprowadzenie do mierników stałego pola elektrycznego przetwarzania znacznie ogranicza dryft zera i eliminuje dryft wskazań. Zasadniczej zmianie ulegają również wymagania (dotyczące rezystancji i impedancji wejściowej), jakie musi spełniać stosowany wzmacniacz prądu zmiennego niskiej częstotliwości (WZ, rys. 7.15).

### 7.4.2. Młynek polowy z detekcją fazową

Przyrząd przedstawiony w rozdziale 7.4.1 nie pozwala wyznaczyć kierunku pola, znaku ładunku lub potencjału badanego obiektu. Podobne wskazanie otrzymuje się dla obu polarności ładunku na obiekcie czy też dla przeciwnych kierunków wektora natężenia pola elektrycznego. Uzyskanie informacji o znaku umożliwia wprowadzenie detekcji fazowej napięcia  $U_Z$  mierzonego na impedancji Z (rys. 7.15).

Schemat blokowy oraz zasadę działania młynka polowego z detektorem fazowym przedstawiono na rysunku 7.16. [7.9].



Rys. 7.16. Zasada działania młynka polowego z detekcją fazową [8.9]: PO1, PO2 – obrotowe przesłony, S – silnik, LED – dioda luminescencyjna, FT – fototranzystor, DF – detektor fazoczuły, O – otwarty, Z – zamknięty, WZ – wzmacniacz napięcia zmiennego, WF – układ formujący, EP – elektrody pomiarowe, V – woltomierz, Q – ładunek indukowany na elektrodach pomiarowych, E – mierzone pole elektryczne

Podobnie jak w młynku polowym (rys. 7.15) obrotowa przesłona metalowa PO1 powoduje okresowe przesłanianie elektrody pomiarowej EP przed działaniem badanego pola elektrycznego *E*. Okresowe "siekanie" pola *E* indukuje na elektrodach pomiarowych EP zmienny ładunek elektryczny i ostatecznie zmienne napięcie  $U_Z$  na impedancji obciążenia (pojemności  $C_T$ ). Napięcie to, po wzmocnieniu we wzmacniaczu WZ, jest prostowane za pomocą detektora fazowego DF, gdzie następuje jego przetworzenie na napięcie stałe  $U_D$  mierzone woltomierzem cyfrowym lub analogowym V oraz sterujące przyłączonym z zewnątrz rejestratorem. Detektor fazowy DF zamodelowano na rysunku 7.16 wyłącznikiem, załączanym synchronicznie wraz z obrotami przesłony PO2. Sygnał sterowania dla detektora fazowego uzyskano z przetwornika opto-



Rys. 7.17. Zasada działania detektora fazowego. Strumień światła o natężeniu  $I_F$  steruje przetwornikiem optoelektronicznym LED-FT (rys. 7.16);  $U_Z$  – napięcie na elektrodzie pomiarowej (na impedancji obciążenia Z),  $U_{Dwyj}$  – napięcie na wyjściu detektora fazoczułego

elektronicznego, przesłanianego okresowo i synchronicznie przesłoną PO2. Przetwornik zawiera diodę luminescencyjną LED oraz fototranzystor FT. Sygnał z fototranzystora FT jest kształtowany za pomocą układu wzmacniająco-formującego WF. Sygnał uzyskany z układu WF niesie informację o fazie napięcia w torze pomiarowym, co pozwala na kontrolowane przełączanie detektora fazowego DF i w efekcie określenie kierunku badanego pola. Wartość napięcia pokazywanego przez woltomierz V jest wprost proporcjonalna do wartości natężenia mierzonego pola *E*, zaś jego znak określa kierunek pola *E*. Zasadę detekcji fazoczułej przedstawiono w szczegółach na rysunku 7.17. Pozycja przysłony określona jest kątem obrotu przesłony  $\Theta$ . Dla kąta  $\Theta = 0$ następuje całkowite przesłonięcie, tzn. zaekranowanie elektrody pomiarowej EP przed działaniem mierzonego pola elektrycznego *E*. Dla dwóch ramion przysłony pełnemu cyklowi ( $2\pi$ ) przesłonięcia elektrody odpowiada połowa obrotu przesłony.

Przebieg czasowy napięcia  $U_Z$  na impedancji Z jest symetryczny względem zera. Różnica między przebiegami dla pól E > 0 oraz E < 0 polega na ich wzajemnym przesunięciu o kąt  $\pi$ . Mierząc średnią wartość napięcia w zakresie  $\pi/2 < \Theta < 3/2\pi$ , można określić zarówno znak, jak i wartość napięcia proporcjonalnego do mierzonego ładunku (pola). Schemat typowego układu detektora fazowego przedstawiono na rysunku 7.18. W charakterze wyłącznika (klucza) W można zastosować tranzystor MOS-FET sterowany sygnałem położenia przysłony. Sygnał sterujący tranzystorem--kluczem otrzymuje się:

- za pomocą przetwornika optoelektronicznego, w którym strumień światła I<sub>F</sub> jest okresowo przecinany przez przysłonę (rys. 7.16);
- z hallotronu włączonego w obwód magnetyczny razem z obracającą się przesłoną;
- z oscylatora napędzającego przetwornik wibracyjny;
- z generatora impulsów zasilającego silnik (bezszczotkowy, krokowy).

Przykładowe rozwiązanie konstrukcji młynka polowego z fazową detekcją przetworzonego napięcia (FM 981, METRA) przedstawiono na rysunku 7.19.



Rys. 7.18. Schemat ideowy detektora fazowego; WO – wzmacniacz operacyjny;  $U_{Dwei}$ – napięcie wejściowe detektora,  $U_{Dwyj}$ – napięcie wyjściowe detektora.  $U_{Dwvj} = U_{Dwej}$  dla wyłącznika W otwartego,  $U_{Dwyj} = -U_{Dwej}$  dla wyłącznika W zamkniętego

Opisany miernik natężenia pola, tj. młynek polowy, jest jednym z najczęściej stosowanych przyrządów zarówno do doraźnych pomiarów natężenia pola, jak i do jego monitoringu.

Jednym z problemów ograniczających czułość i stabilność mierników pól typu młynek polowy są szumy w układzie przetwarzania, wynikające z niestabilnego kontaktu występującego pomiędzy obracającą się przesłoną a masą przyrządu (ściślej pomiędzy przesłoną a źródłem napięcia kompensującego). Źródłem zakłóceń mogą być zmiany napięcia kontaktowego wynikające z powstawania w trakcie pomiaru warstw pośrednich (zabrudzeń) na powierzchniach elementów tworzących układ przetwarzania (warstwy na powierzchniach przesłony oraz elektrody indukcyjnej), jak również trudne do opisania właściwości styku obracającej się przesłony i masy. Zastosowanie w układzie przetwarzania elementów metalowych, tj. elektrod pomiarowych i obracającej się przesłony, wykonanych z metali M1 i M2 powoduje powstanie napięcia kontaktowego  $U_K$  (napięcia Volty) (rys. 7.20). Wartość napięcia  $U_K$  określa zależność [7.12]:

$$U_{K} = \frac{1}{e} (\Phi_{1} - \Phi_{2}), \qquad (7.35)$$

w której  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  C jest ładunkiem elektronu,  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  – pracą wyjścia elektronów z metali M1 i M2. Różnica potencjałów  $U_K$  prowadzi do powstania pola elektrycznego w szczelinie powietrznej o grubości *d* przetwornika oraz (na skutek przetwarzania) do zmiennego napięcia zakłócającego  $U_{ZK}$ , którego wartość maksymalną można oszacować z przybliżonej zależności:

$$U_{ZK} \cong \frac{1}{2e} \frac{C_P}{C_T} (\Phi_1 - \Phi_2), \tag{7.36}$$

w której  $C_P$  jest pojemnością przetwornika (pojemnością pomiędzy przesłoną a elektrodą pomiarowa),  $C_T$  – całkowitą pojemnością obciążenia (pojemnością wejściową wzmacniacza).



Rys. 7.19. Miernik natężenia pola z przetwarzaniem typu młynek polowy (FM 981, METRA). Widoczne trzy elementy elektrody pomiarowej oraz obrotowa, trójelementowa przesłona–ekran



Rys. 7.20. Powstawanie napięcia kontaktowego na styku elementów metalowych (a) oraz napięcia zakłócającego na elementach  $R_W$ ,  $C_T$ 

W celu obniżenia wartości napięcia kontaktowego  $U_K$  oraz zakłócającego  $U_{ZK}$  elementy układu przetwarzania wykonuje się z tego samego materiału, a ponadto, ze względu na wymaganą stałość pracy wyjścia, poddaje się je złoceniu. Wartość napięcia  $U_K$  jest najczęściej na poziomie kilkuset miliwoltów, choć może osiągać wartość powyżej 1 V. Należy zaznaczyć, że napięcia  $U_K$  oraz  $U_{ZK}$  można kompensować, podając na układ przetwarzający (najczęściej na przesłonę) dodatkowe napięcie wywołujące powstanie w szczelinie powietrznej d pola kompensującego pole od napięcia kontaktowego. Poważnym źródłem szumów może być jednak czasowa niestabilność napięcia kontaktowego wynikająca ze zmiennego kontaktu pomiędzy osią obracającej się przesłony i sprężystym stykiem (określającym jej potencjał).

Napięcie szumów oraz dryft wynikający ze zmian kontaktowej różnicy potencjałów zależy silnie od zmian temperatury. Zależność ta nie wynika z temperaturowych zmian pracy wyjścia, ale innych czynników, takich jak zmiana koncentracji zaabsorbowanych gazów (wilgoci) czy szybkości reakcji chemicznych występujących w warunkach użytkowania na powierzchni elementów przetwornika [7.3].

Pomimo wysokiej stabilności młynków polowych, wymagają one okresowego zerowania. Potrzeba ta wynika m.in. ze zmian napięcia kontaktowego, pojawiającego się i kompensowanego w układzie przetwarzania pomiędzy obracającą się przesłoną i elektrodą stałą. Zmiana napięcia kontaktowego wynika ze zmian właściwości powierzchniowych elementów metalowych wchodzących w skład układu przetwarzania. Również ze względu na stabilność chemiczną powierzchni wymienionych elementów poddaje się je złoceniu. W przypadku mierników narażonych na wpływ czynników zewnętrznych napięcie kontaktowe może ulegać zmianom również na skutek osadzania się warstwy zabrudzeń.

### 7.4.3. Młynek polowy z pływającą przesłoną

Jedną z możliwości zasadniczego polepszenia stabilności wskazań (przetwarzania) młynków polowych jest zastosowanie "pływającej" przesłony [7.10, 7.11].

Zasadę działania młynka polowego z "pływającą" przesłoną przedstawiono na rysunku 7.21. Przetwornik zawiera dwie sekcje o budowie zbliżonej do typowego przetwornika typu młynek polowy. Na izolowanej osi silnika S zamontowane są dwie obracające się przesłony z wycinkami PO1, PO2 połączone ze sobą galwanicznie. Przesłony okresowo ekranują elektrody pomiarowe EP1 i EP2, o identycznym kształcie i z odpowiednio ukształtowanymi wycinkami. Sygnał zmienny powstający na elektrodzie pomiarowej EP1 zależy od natężenia pola mierzonego *E* oraz od pola tworzonego przez potencjał obracającej się "pływającej" przesłony. Sygnał wytwarzany na



Rys. 7.21. Zasada działania młynka polowego z "pływającą" przesłoną i kompensacją napięcia Volty za pomocą różnicowego wzmacniacza sygnału: a) zasada działania, b) układ podstawowy, c) układ uproszczony

elektrodzie EP2 zależy wyłącznie od pola wytwarzanego przez obracającą się "pływającą" przesłonę (o potencjale różnym od zera, np. na skutek różnego od zera napięcia kontaktowego). Różnica obydwu sygnałów (otrzymana we wzmacniaczu różnicowym) pozwala otrzymać sygnał wyjściowy zależny wyłącznie od wartości pola mierzonego bez względu na wartość potencjału obracających się przesłon.

Układ mechaniczny przetwornika z rysunku 7.21b można uprościć do przedstawionego na rysunku 7.21c, jeżeli wykorzysta się do porównania z sygnałem uzyskanym z elektrody EP1 sygnał z elektrody pierścieniowej EP2 przesunięty w fazie o kąt  $\pi$  [7.10].

Dla zapewnienia dobrych właściwości dynamicznych przetwornika niezbędne jest zastosowanie przesłon o jednakowej ilości wycinków i synfazowe ich umieszczenie na osi silnika. Dla umożliwienia prostej kompensacji układy wejściowe obu kanałów wzmacniacza różnicowego powinny mieć identyczne właściwości statyczne i dynamiczne [7.10].

### 7.4.4. Młynek polowy ze stałą pojemnością przetwornika

Zasadę działania przetwornika z "pływająca" przesłoną i stałą pojemnością przetwornika podczas cyklu przetwarzania przedstawiono na rysunku 7.22. Aby sygnał wyjściowy (zmienny) przetwornika nie był zależny od potencjału przesłony czy też napięcia kontaktowego, należy zapewnić jej stałą pojemność w czasie przetwarzania. Układ przetwarzający zawiera dwie obracające się, połączone ze sobą galwanicznie identyczne elektrody EP1, EP2 izolowane od osi silnika. Każda z elektrod ma zmieniającą się okresowo pojemność  $C_1$  i  $C_2$ . Wycinki elektrod rozmieszczone są synfazowo. Wycięcia w obudowie–ekranie rozmieszczone są w przeciwfazie, co oznacza, że kiedy pojemność  $C_1$ , tj. pojemność pomiędzy ekranem a obracającą się elektrodą EP1, przyjmuje wartość najwyższą, pojemność  $C_2$ , tj. pojemność pomiędzy ekranem a obracającą się elektrodą EP2, ma wartość najniższą. Opisane rozmieszczenie elektrod pozwala



Rys. 7.22. Układ przetwornika z "pływającą" przesłoną i stałą pojemnością własną (wejściową): a) zasada działania, b) szkic układu podstawowego

zatem utrzymać stałą wartość pojemności sumarycznej przetwornika  $C_T$ . Elektrody EP1 i EP2 połączone są ze sobą za pomocą metalowego cylindra. Obracający się cylinder, łącznie z współosiowym cylindrem stałym, tworzą pojemność sprzęgającą  $C_3$ , umożliwiającą bezszczotkowe wyprowadzenie wyjściowego sygnału zmiennego. Całkowitą pojemność przetwornika  $C_T$  określa zależność:

$$C_T = C_1 + C_2 + C_3 = \text{const.}$$
 (7.37)

Dzięki niezmienności w czasie przetwarzania całkowitej pojemności przetwornika  $C_T$  możliwe jest uniknięcie wpływu potencjału przesłony, a zatem napięcia Volty oraz jego zmiany, na wartość sygnału przetworzonego, zależnego wyłącznie od wartości natężenia pola mierzonego *E*. Sygnał wyjściowy może być dalej przetwarzany (detekcja fazowa) tak jak w opisanym wcześniej młynku polowym.



Rys. 7.23. Komercyjny miernik natężenia pola (JCI 131) z przetwarzaniem i "pływającą" przesłoną (na podstawie rys. 7.21), przeznaczony do monitoringu pola oraz z widoczną obrotową, czteroelementową przesłoną oraz ekranem

Przykład komercyjnego miernika-przetwornika stałych i wolnozmiennych pól elektrycznych (JCI 131) z "pływająca" przesłoną, pracującego według rozwiązania podanego na rysunku 7.21C, przedstawiono na rysunku 7.23. Ze względu na niewielki dryft zera przetworniki z "pływającą" przesłoną mogą być stosowane do monitoringu pól elektrycznych o niewielkich natężeniach, np. pochodzenia naturalnego lub w otoczeniu Ziemi.

## 7.4.5. Cylindryczne młynki polowe

Młynki polowe z płaską przesłoną stosuje się zwykle do pomiaru natężenia pola w układach pomiarowych (w otoczeniu obiektów) zawierających płaskie powierzchnie

oraz mających możliwość uziemienia miernika. Cylindryczny młynek polowy (rys. 7.24) może pracować w punkcie przestrzeni odległym od uziemionej powierzchni.



Rys. 7.24. Zasada działania cylindrycznego przetwornika natężenia pola elektrycznego

Cylindryczny przetwornik pola zawiera dwie półcylindryczne elektrody pomiarowe EP. Ładunek indukowany na elektrodach zmienia się okresowo podczas obrotu elektrod wokół osi cylindra z częstością  $\omega$ . Ładunek Q indukowany na elektrodzie EP o długości l oraz prąd płynący pomiędzy elektrodami określone są zależnościami [7.13, 7.14]:

$$Q = 4\varepsilon_0 r_c lE \sin \omega t , \qquad (7.38)$$

$$i_c = 4\varepsilon_0 r_c \omega l E \cos \omega t , \qquad (7.39)$$

gdzie  $r_c$  jest promieniem elektrod pomiarowych. Do pomiaru natężenia pola wykorzystuje się zarówno pomiary indukowanego ładunku (niewrażliwe na zmiany częstości obrotów) bądź prądu. Cylindryczne młynki polowe, pracujące przy okresowo zmienianej częstości obrotów, umożliwiają pomiary natężenia pola w atmosferach zawierających naładowane cząsteczki pyłów [7.14].

### 7.4.6. Wibracyjne przetworniki natężenia pola

W wibracyjnych miernikach i przetwornikach pola elektrycznego natężenie pola działające na powierzchnię elektrody pomiarowej jest również modulowane amplitudowo w sposób mechaniczny. Dzięki przetworzeniu statycznego pola elektrycznego na pole o zmiennym natężeniu możliwe jest stosowanie w obwodzie pomiarowym stabilnych i czułych wzmacniaczy zmiennoprądowych [7.15].

Podstawowe konfiguracje wibracyjnych przetworników pola elektrycznego przedstawiono na rysunku 7.25. Lokalne pole o natężeniu  $E_1$ , działające na elektrodę pomiarową i będące funkcją natężenia mierzonego pola E oraz parametrów geometrycznych głowicy, jest modulowane za pomocą układu elektromechanicznego zmieniającego okresowo wielkość apertury okna wejściowego, pojemność elektryczną elektrody pomiarowej lub efektywną (poddaną działaniu pola  $E_1$ ) powierzchnię elektrody pomiarowej.

W konfiguracji przedstawionej na rysunku 7.25a zastosowano ruchomą przesłonę PL (najczęściej jest ona w formie jednego lub dwóch płaskich listków) umieszczoną przed nieruchomą elektrodą pomiarową EP. Listki przesłony PL wykonują, w przypadku stałej odległości od elektrody pomiarowej EP, poprzeczny ruch nożycowy, modulując wypadkowe pole  $E_1$  przy powierzchni elektrody pomiarowej EP.

W konfiguracji przedstawionej na rysunku 7.25b elektroda pomiarowa jest ruchoma i przemieszcza się ruchem posuwisto-zwrotnym poosiowo względem płaszczyzny i w osi "okna" pomiarowego przetwornika [7.41]. Ruch poosiowy prowadzi zarówno do okresowej zmiany wartości natężenia pola  $E_1$  w płaszczyźnie EP, jak i modulacji pojemności  $C_T$  (głównie pojemności pomiędzy elektrodą EP i ekranem z aperturą).

W rozwiązaniu przedstawionym na rysunku 7.25c ruchoma elektroda pomiarowa EP wykonuje ruch wahadłowy względem "okna" w ekranie, zmieniając okresowo wartość działającego na nią pola poprzez "wchodzenie" i "wychodzenie" z obszaru "pola widzenia" określonego powierzchnią okna w ekranie [7.23]. W każdym przypadku wielkość amplitudy ruchu przesłon lub elektrody (głębokość modulacji) jest niewielka i w rozwiązaniach stosowanych w praktyce niestabilizowana.



Rys. 7.25. Konfiguracje układu modulacji natężenia pola elektrycznego wykorzystywane w wibracyjnych miernikach i przetwornikach pola: a) dwuelementowa przesłona (widełki) wykonująca poprzeczny ruch nożycowy przed nieruchomą elektrodą pomiarową, b) ruchoma elektroda pomiarowa wykonująca posuwisto-zwrotny ruch poosiowy, c) ruchoma elektroda pomiarowa wykonująca ruch wahadłowy

Do napędu przesłon lub elektrody pomiarowej wykorzystywane są elektromagnetyczne lub piezoelektryczne przetworniki elektromechaniczne. Częstotliwość wymuszanych drgań (przetwarzania) leży zwykle w zakresie częstotliwości akustycznych (na ogół jest na poziomie kilkuset Hz, a w specjalnych wykonaniach, tj. dla pomiarów pól przemiennych niskiej częstotliwości rzędu kilku kHz). Częstotliwość drgań przetwornika pobudzającego modulator lub elektrodę jest najczęściej dopasowywana do częstotliwości rezonansu mechanicznego ruchomego elementu modulującego. Pozwala to uzyskać stosunkowo dużą amplitudę drgań (dużą głębokość modulacji pola E) przy możliwie niskiej mocy pobudzającej wibrator przetwornika.

W mechanicznych układach rezonansowych występują problemy z uzyskaniem długoterminowej stabilności drgań (amplitudy i częstotliwości drgań własnych). Mogą one być spowodowane:

- zabrudzeniami osadzającymi się na elemencie drgającym (zwiększanie jego masy);
- zmianami (starzeniowymi) współczynnika sprężystości elementu sprężystego.

W przypadku konfiguracji z ruchomą elektrodą pomiarową wykonującą posuwistozwrotny ruch poosiowy (rys. 7.25b) rozważania teoretyczne przedstawione w pracy [7.16] wskazują, że w celu zwiększenia czułości przetwornika (zdefiniowanej jako stosunek amplitudy napięcia zmiennego, indukowanego na wejściu wzmacniacza wejściowego do natężenia pola elektrycznego *E*) należy:

- zwiększyć amplitudę wibracji elektrody pomiarowej;
- zwiększyć częstotliwość wibracji;
- zmniejszyć odległość elektrody pomiarowej od źródła pola E;
- zmniejszyć pojemność wejściową elektrody pomiarowej i obwodu pomiarowego C<sub>T</sub>;
- zwiększyć rezystancję wejściową wzmacniacza wejściowego R<sub>W</sub>.

Większość zaleceń wymienionych dla konstrukcji przetworników wibracyjnych jest podobna jak dla młynka polowego. W przypadku przetworników wibracyjnych zastosowanie monolitycznych lub diafragmowych piezoelektrycznych przetworników ultradźwiękowych umożliwia pracę na częstotliwości dochodzącej do kilkudziesięciu kHz [7.15]. Wadą rozwiązań z napędem piezoelektrycznym są małe amplitudy uzyskiwanych drgań oraz konieczność stosowania stosunkowo wysokich napięć pobudzających.

Mierzone stałe pole elektryczne E działające w płaszczyźnie elektrody pomiarowej jako zmienne (modulowane mechanicznie) pole  $E_1$  indukuje na niej zmienny w czasie ładunek elektryczny i odpowiadające mu zmienne w czasie napięcie elektryczne. Amplituda napięcia zależy od natężenia mierzonego pola elektrycznego E, amplitudy drgań układu modulującego oraz całkowitej pojemności elektrody pomiarowej. Częstotliwość napięcia jest określona częstotliwością wibracji przesłony lub elektrody pomiarowej. Napięcie na elektrodzie pomiarowej może być silnie odkształcone (w stosunku do przebiegu czysto sinusoidalnego), może zawierać wyższe harmoniczne (nawet w przypadku sinusoidalnego wymuszenia drgań przetwornika) ze względu na wzbudzanie dodatkowych (poza podstawowym) modów drgań rezonansowych. Napięcie na elektrodzie pomiarowej może ponadto zawierać składową stałą, związaną z napięciem kontaktowym Volty oraz ewentualną asymetrią mechaniczną w układzie modulacyjnym.

W stosowanych rozwiązaniach przetworników amplituda sygnału napięciowego na elektrodzie pomiarowej jest na poziomie  $\mu$ V i mV. Dalszą obróbkę sygnału (jego wzmocnienie oraz detekcję fazową) realizuje się za pomocą układów podobnych jak dla młynków polowych.

Ponieważ amplituda napięcia na elektrodzie pomiarowej może zależeć również od amplitudy drgań mechanicznego układu modulującego, zwłaszcza przy niezbyt głębokiej modulacji, kiedy w cyklu drgań powierzchnia czuła nie jest całkowicie ekranowana przed działaniem pola mierzonego, bezpośredni pomiar natężenia pola wymaga kontroli amplitudy drgań. Zamiast trudnej w realizacji stabilizacji amplitudy, wymagającej stosowania dodatkowego czujnika amplitudy drgań, stosuje się przetworniki w układzie z kompensacją wypadkowego pola elektrycznego, działającego na elektrodę pomiarową.

Do kompensacji pola  $E_1$  w układzie kompensacyjnym ze wzmacniaczem odwracającym (rys 7.26) wykorzystuje się elektrodę kompensacyjną EK, umieszczoną w niewielkiej odległości za elektrodą pomiarową EP. Mierzone pole *E* indukuje w elektrodzie pomiarowej EP ładunek, który ładuje pojemność integratora  $C_T$  do napięcia  $U = U_{wyj}$ . Ponieważ wzmacniacz WZ pracuje jako odwracający, napięcie  $U_{wyj}$  podawane na dodatkową elektrodę kompensacyjną EK (ujemne sprzężenie zwrotne) wytwarza w szczelinie pomiędzy elektrodą EP a elektrodą EK pole skierowane przeciwnie do pola mierzonego. W wyniku jednoczesnego oddziaływania pola mierzonego i pola kompensującego następuje kompensacja pola wypadkowego  $E_1$  działającego na elektrodę EP oraz indukowanego na niej ładunku, z błędem określonym wzmocnieniem wzmacniacza i geometrią układu kompensacyjnego (określającego stopień sprzężenia zwrotnego).



Rys. 7.26. Układ kompensacyjny ze wzmacniaczem odwracającym

Mierzone pole E w układzie kompensacyjnym ze wzmacniaczem nieodwracającym (rys. 7.27) działa na elektrodę pomiarową EP dołączoną do nieodwracającego wejścia wzmacniacza WZ pracującego jako wtórnik napięciowy. Wewnętrzny ekran EW przetwornika jest izolowany od uziemionej obudowy EO za pomocą izolatorów I. Ponieważ ekran EW jest dołączony bezpośrednio do wyjścia wzmacniacza WZ, jego napięcie jest określone również wartością pola wypadkowego  $E_1$  i równe napięciu na elektrodzie EP. W warunkach kompensacji różnica potencjałów w szczelinie pomiędzy ekranem wewnętrznym EW a elektrodą pomiarową EP maleje do zera, podobnie jak i wartość natężenia pola  $E_1$  działającego na elektrodę EP. Wartość napięcia niezbędna do wytworzenia pola kompensującego (napięcia wewnętrznego ekranu) jest równa  $U_{wyj}$ .



Rys. 7.27. Układ kompensacyjny ze wzmacniaczem nieodwracającym

Stan kompensacji pola  $E_1$  można również osiągnąć, doprowadzając napięcie kompensujące bezpośrednio do elektrody pomiarowej EP (rys. 7.28). Ostatnie rozwiązanie wymaga jednak stosowania relatywnie dużych rezystancji sprzęgających  $R_1$  i  $R_2$  [7.7].



Rys. 7.28. Układ kompensacji pola w obszarze elektrody pomiarowej z bezpośrednim podaniem napięcia kompensującego na elektrodę pomiarową [7.7]

Należy zaznaczyć, że w układach kompensacyjnych przedstawionych na rysunkach 7.26 i 7.27 następuje periodyczna zmiana natężenia pola  $E_1$  wynikająca z przetwarzania pola E zgodnie z metodami podanymi na rysunku 7.25. Symbol WZ należy zatem rozumieć jako wzmacniacz synchroniczny, na który składa się wzmacniacz prądu zmiennego oraz detektor synchroniczny. Zastosowanie wzmacniacza synchronicznego umożliwia użycie kondensatora sprzęgającego, włączonego w obwód pomiędzy pojemnością  $C_T$  a wejściem wzmacniacza i galwaniczne odizolowanie elektrody EP od wejścia wzmacniacza. W warunkach kompensacji amplituda napięcia wyjściowego wzmacniacza pomiarowego jest niezależna od amplitudy i częstotliwości drgań układu modulacyjnego, dzięki czemu uniknie się konieczności stabilizacji drgań modulatora.

Ze względu na znacznie mniejsze powierzchnie elektrod pomiarowych, wibracyjne mierniki i przetworniki pola elektrycznego mają nieco niższą czułość (ograniczoną szumami termicznymi i zakłóceniami) w porównaniu z młynkami polowymi.

Zasadniczą zaletą przetworników wibracyjnych jest stabilna w czasie ich pracy wartość napięcia kontaktowego (napięcia Volty). Wynika to z konstrukcyjnie stabilnego elektrycznego kontaktu metal-metal występującego pomiędzy elektrodą pomiarową a przesłoną (ekranem) czy też elektrodą kompensującą (bez względu na wibracje elektrody pomiarowej lub przesłony). Stabilność wymienionego kontaktu umożliwia pełną kompensację pola wywołanego napięciem kontaktowym i wyeliminowanie dodatkowego źródła szumów komutacyjnych, występujących w młynkach polowych w układzie oś przesłony-szczotka.

### 7.4.7. Przykłady konstrukcji przetworników wibracyjnych

Przykładem miernika pola z przetwornikiem wibracyjnym, pracującym zgodnie z zasadą zilustrowaną na rysunku 7.25b, może być konstrukcja firmy Monroe Electronics [7.18, 7.19]. Zasadniczą częścią miernika są przedstawione na rysunku 7.29, wibracyjne przetworniki pola. Poosiową wibrację elektrody pomiarowej przetwornika wywołuje elektromagnetyczny układ napędowy pracujący na częstotliwości kilkuset Hz. Głowice są wyposażone w zintegrowany przedwzmacniacz o wysokiej impedancji wejściowej oraz bezpośrednie wysokorezystancyjne doprowadzenie sygnału sprzężenia zwrotnego do elektrody pomiarowej (układ kompensacyjny przedstawiony na rysunku. 7.28.) i współpracują z blokiem pomiarowym (rys. 7.30).

Sygnał z elektrody pomiarowej EP steruje wzmacniacz wstępny o wysokiej impedancji wejściowej WZ1 umieszczony w zewnętrznej sondzie pomiarowej. Sygnał wzmacniany jest dalej we wzmacniaczu WZ2 i poddany detekcji fazoczułej w detektorze DF. Detektor fazoczuły jest sterowany z generatora G, który pobudza również umieszczony w sondzie elektromagnetyczny aktuator EM wprowadzający w wibrację elektrodę pomiarową EP. Sygnał z detektora steruje integrator ze wzmacniaczem stałoprądowym WZ3, na wyjściu którego pojawia się napięcie  $U_{wyj}$ . Napięcie to jest podawane przez rezystor  $R_1$  na elektrodę EP jako napięcie kompensujące. Sonda pomiarowa połączona jest z panelem pomiarowym za pomocą kabla K.

Przykład konstrukcji przetwornika pracującego zgodnie z zasadą zilustrowaną na rysunku 7.25, z nieruchomą elektrodą pomiarową EP i wibrującą przesłoną PW wykonującą prostopadły do wektora pola *E* ruch nożycowy przedstawiono na rysunku 7.31. Przesłona PW pracuje przy częstotliwości drgań rzędu 600–1000 Hz, w warunkach rezonansu własnego, podobnie jak widełki kamertonu. Wibrujące listki przesłony napę-



Rys. 7.29. Wibracyjne głowice do pomiaru natężenia pola elektrycznego firmy Monroe Electronics [7.18, 7.19] z elektrodą pomiarową wibrującą poosiowo:
a) głowica typu 1036F z przedmuchem gazu przez apreturę wejściową, b) wzmocniona głowica typu 1036E, z dodatkową, stożkową kurtyną powietrzną



Rys. 7.30. Uproszczony schemat układu pomiarowego miernika pola typu 177A Monroe Electronics, z głowicą wibracyjną i elektrodą pomiarową wibrującą poosiowo oraz zewnętrznym blokiem pomiarowym, zawierającym wzmacniacze, oscylator oraz detektor fazowy [7.18, 7.20, 7.39]

dzane są piezoelektrycznym aktuatorem PIE, w którym zastosowano element piezoczuły z materiału o dużym współczynniku  $d_{31}$  (ceramika PZT). Zmienny sygnał napięciowy jest wzmacniany we wzmacniaczu wstępnym WZ o wysokiej impedancji wejściowej Z. Przykłady rozwiązań komercyjnych typu przetworników pokazano na rysunku 7.32. Głowice widoczne na rysunku 7.32, wraz z dodatkowym modułem wzmacniająco-kondycjonującym, są stosowane w przenośnych, zasilanych bateryjnie, woltomierzach elektrostatycznych (modele EFS-22D i EFS 31-D, Human Body Electrometer MODEL NK-3001/3002), w warsztatowych monitorach potencjału (Work Bench Monitor MODEL NK-5001) czy też w monitorach jonizacji (Air Ion Monitor MODEL NK-7001).



Rys. 7.31. Elementy konstrukcji wibracyjnej głowicy do pomiaru pola elektrycznego z nieruchomą elektrodą pomiarową i wibrującą przesłoną (przetwornikiem kamertonowym pobudzanym piezoelektrycznym aktuatorem) EFS, TDK [7.21]



Rys. 7.32. Wibracyjne przetworniki pola elektrycznego z nieruchomą elektrodą pomiarową i wibrującą przesłoną – z przetwornikiem kamertonowym pobudzanym piezoelektrycznie:
a) głowica typu EFS, TDK (Japonia) [7.23], b) wnętrze głowicy po zdjęciu osłony,
c) głowica KMU-14C, Kasuga Denki (Japonia), d) wnętrze głowicy po zdjęciu osłony. Widoczne są złocone elektrody pomiarowe umieszczone pod powierzchnią listków

W głowicach kamertonowych wykorzystuje się również napęd elektromagnetyczny. Przykładem wymienionych rozwiązań mogą być głowice typu 1017 i 1034 Monroe Electronics [7.22] (rys. 7.33). W połączeniu z zewnętrznym układem kondycjonowania sygnału i wysokonapięciową zewnętrzną pętlą sprzężenia zwrotnego głowice (przetworniki wibracyjne) (rys. 7.33) są wykorzystywane w woltomierzach elektrostatycznych typu ISOPROBE<sup>®</sup> – modele 244 i 279.



Rys. 7.33. Widok kamertonowych przetworników pola elektrycznego z nieruchomą elektrodą pomiarową i wibrującą przesłoną, z czołową oraz boczną apreturą pomiarową [7.22] produkcji Monroe Electronics

Stosowane rozwiązania wibracyjnych głowic pomiarowych działających zgodnie z zasadami podanymi na rysunkach 7.25b oraz 7.30, z elektrodą pomiarową poruszającą się poosiowo przedstawiono na rysunku 7.34 [7.18]. Do napędu elektrody pomiarowej zastosowano ceramiczne aktuatory piezoelektryczne.

W przypadku wibracyjnych głowic pomiarowych (rys. 7.34a) zastosowano monolityczny aktuator piezoceramiczny PIE (z ceramiki PZT), w którym wykorzystano odwrotny efekt piezoelektryczny  $d_{33}$ . W przetworniku  $d_{33}$  elektroda pomiarowa wibruje w kierunku zgodnym z kierunkiem pola elektrycznego pobudzającego element piezoelektryczny. Przetwornik w formie walca o średnicy 2 mm, przy pobudzeniu napięciem zmiennym  $U_{wzb} \cong 2$  kV o częstotliwości  $f_{wzb} = 5,0$  kHz, ma amplitudę drgań elektrody pomiarowej na poziomie 18 µm. Dzięki zastosowaniu opisanego przetwornika możliwe stało się uzyskanie (przy współpracy ze wzmacniaczem napięciowym o rezystancji wejściowej  $R_W = 1$  M $\Omega$  i pojemności wejściowej  $C_T = 30$  pF) efektywnej czułości przetwornika około  $3 \cdot 10^{-9}$  V/(V/m).

W wersji przedstawionej na rysunku 7.34b zasosowano aktuator z grubą warstwą piezoceramiczną, w której wykorzystano efekt piezoelektryczny  $d_{31}$ . W przetworniku  $d_{31}$  elektroda pomiarowa wibruje w kierunku normalnym do kierunku pola elektrycznego pobudzającego element piezoelektryczny. Przyłożenie zmiennego pola elektrycznego do warstwy piezo-aktywnej powoduje okresowe wyginanie się diafragmymembrany w kierunku poprzecznym do wektora pola. Dzięki przetwornikowi przy rezonansowym pobudzeniu niskonapięciowym ( $U_{wzb} = 30 \text{ V}, f_{wzb} = 3,5 \text{ kHz}$ ) uzyskiwa-no amplitudę drgań elektrody pomiarowej rzędu 400 µm, co zapewniało czułość na poziomie 1·10<sup>-8</sup> V/(V/m). Konstrukcja z aktuatorem  $d_{31}$ , pomimo zwiększonych wymiarów poprzecznych, umożliwia uzyskanie większej czułości (dzięki znacznie więk-

szej amplitudzie ruchu elektrody pomiarowej) oraz nie wymaga zasilania wysokonapięciowego.



Rys. 7.34. Szkic wibracyjnych głowic pomiarowych do pomiaru pól elektrycznych z elektrodą pomiarową napędzaną aktuatorem piezoelektrycznym: a) przetwornik ceramiczny, w którym wykorzystano odwrotny efekt piezoelektryczny d<sub>33</sub>, b) przetwornik diafragmowy wykorzystujący efekt d<sub>31</sub>

#### 7.4.8. Przetworniki wibracyjne MEMS

Wraz z rozwojem technologii elementów półprzewodnikowych nastąpił rozwój w zakresie mikromechanicznych urządzeń MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems), wykonywanych z materiałów i zgodnie z procesami charakterystycznymi dla wymienionych technologii. Próby wykorzystania technologii MEMS, bazującej na krzemie jako materiale podstawowym podjęto również w zakresie konstrukcji modeli wibracyjnych przetworników pola elektrycznego [7.24–7.29]. Technologia MEMS daje możliwość uzyskania znacznej miniaturyzacji elementów mechanicznych, olbrzymią precyzję ich wykonania oraz doskonałą powtarzalność geometrii. Pozwala ponadto na bezpośrednie scalenia elementów mikromechanicznych z koniecznymi układami elektronicznymi.

Ideę działania przetwornika wibracyjnego wykonanego w technologii MEMS [7.24], w którym zastosowano nieruchome elektrody pomiarowe EP1 i EP2 oraz wibrującą (prostopadle do kierunku wektora działającego pola) przesłoną PV, przedstawiono na rysunku 7.35.

Zespół elektrod pomiarowych EP1 i EP2 został scalony z układem elektronicznym zapewniającym przetworzenie ładunku indukowanego na elektrodach EP1 i EP2 na sygnał napięciowy  $U_{wyy}$ . Wzmacniacze WO1 i WO2 pracują jako konwertery prądowo-napięciowe, a wzmacniacz WO3 – jako wzmacniacz różnicowy. W konstrukcji przetwornika system elektroda pomiarowa–przesłona może stanowić pojedynczy element [7.29] lub być zwielokrotniony. W konstrukcji opisanej w pracy [7.24] został on powielony dwudziestokrotnie, stąd ruchoma przesłona przybrała kształt grzebienia, poruszającego się nad powierzchnią nieruchomych elektrod pomiarowych, również o kształcie grzebienia. Szkie struktury przedstawiono na rysunku 7.36, zaś schemat



Rys. 7.35. Schemat układu różnicowego pomiaru ładunku indukowanego na elektrodach głowicy do pomiaru pól elektrycznych wykonanej w technologii MEMS [7.24]



Rys. 7.36. Szkic fragmentu wibrującej przesłony oraz elektrod grzebieniowych wibracyjnej głowicy do pomiaru natężenia pola elektrycznego wykonanej w technologii MEMS [7.24]

blokowy układu elektrycznego całego przetwornika na rysunku 7.37. Wibrująca przesłona sprzężona mechanicznie z dwoma zespołami elektrod grzebieniowych EG1 i EG2, z których jeden (EG1) jest częścią elektrostatycznego aktuatora napędowego, drugi zaś (EG2) elementem układu sprzężenia zwrotnego zapewniającego ciągłe (niezależne od czynników zewnętrznych i ewentualnych zmian starzeniowych) i rezonansowe (o dużej amplitudzie) pobudzanie drgań przesłony. Napięcia  $U_{p1}$  i  $U_{p2}$  zapewniają niezbędną polaryzację poszczególnych elementów przetwornika. Częstotliwość drgań przetwornika oraz sygnału napięciowego jest równa 11,4 kHz. Układ elektromechaniczny przetwornika (zespół elektrody pomiarowej) został scalony z elektronicznym układem wzmacniającym, umożliwiającym różnicowy pomiar napięcia elektrod oraz jego synchroniczną detekcję.


Rys. 7.37. Schemat blokowy przetwornika pola elektrycznego wykonanego w technologii MEMS, z układem wzmacniacza sygnału oraz pobudzającego [7.24]

Opisane rozwiązanie [7.24] pozwala uzyskać bardzo dobrą liniowość przetwarzania pola rzędu 20 V/m w zakresie  $\pm 700$  kV/m, czułość na poziomie  $c_{UE} = 9-10 \cdot 10^{-6}$  V/(V/m) i pasmo przenoszenia w zakresie 0–100 Hz.

Rozwiązanie z przetwornikiem elektromechanicznym, podobnym do opisanego wyżej, przedstawiono w pracy [7.25]. Zastosowano tam bardziej rozbudowany układ sprzężenia zwrotnego dla stabilizacji amplitudy drgań przetwornika. Odpowiednia konstrukcja oraz częstotliwość rezonansowa równa 4,1 kHz umożliwiły uzyskanie czułości na poziomie  $c_{UE} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ V/(V/m)}$  oraz nieliniowości mniejszej niż 2% dla pól w zakresie do 10 kV/m.

W przetwornikach pól elektrycznych wykonanych w technologii MEMS można do napędu przesłony wykorzystać aktuatory elektrotermiczne (termorozszerzalnościowe) [7.26, 7.27]. W pracy [7.26] przedstawiono przetwornik wykonany w technologii MEMS z nieruchomą elektrodą pomiarową i wibrującą prostopadle do pola mierzonego przesłoną, z kaskadowym aktuatorem elektrotermicznym umożliwiającym uzyskanie amplitudy drgań na poziomie kilku mikrometrów przy pobudzeniu napięciem na poziomie 2,5 V, przy częstotliwości 20 kHz. Dla elektrody pomiarowej o powierzchni  $s < 1 \text{ mm}^2$  i synchronicznego pomiaru drugiej harmonicznej (40 kHz) uzyskano próg detekcji rzędu 100 V/m. Przetwornik wykazywał dobrą liniowość i czułość ok.  $c_{UE} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ V/(V/m)}$  dla pól o natężeniu powyżej 20 kV/m. Dla niższych wartości pól obserwowano dużą nieliniowość charakterystyki przetwarzania.

W pracy [7.27] opisano konstrukcję głowicy pracującej w układzie przedstawionym na rysunku 7.35, z nieruchomą, różnicową elektrodą pomiarową, w której wibrująca przesłona była napędzana dwoma aktuatorami elektrotermicznymi. Aktuator opisanego przetwornika wymagał do napędu przesłony energii około 70  $\mu$ W i pracował przy częstotliwości rezonansowej wynoszącej ok. 4,2 kHz. Przetwornik miał próg detekcji na poziomie 1 kV/m oraz czułość rzędu 2·10<sup>-9</sup> V/(V/m).

Przetwornik wibracyjny zrealizowany w technologii MEMS, w którym wykorzystano równoległy (w stosunku do wektora mierzonego pola E) ruch uziemionej przesłony EP, przedstawiono w pracy [7.28]. W opisanym układzie, pomiędzy zębami grzebienia nieruchomej elektrody pomiarowej EP poruszają się zęby wibrującej elektrody ekranującej EE. Zasadę pracy przetwornika oraz skrajne fazy ruchu elektrody ekranującej przedstawiono na rysunku 7.38. Ruch zębów przesłony zachodzi w sposób oscylacyjny. W sytuacji jak na rysunku 7.38a płaszczyzna zębów przesłony EE znajdują się powyżej płaszczyzny zębów elektrody pomiarowej EP, która jest ekranowana przed działaniem pola E. W sytuacji jak na rysunku 7.38b, płaszczyzna zębów przesłony EE znajduje się poniżej płaszczyzny zebów elektrody pomiarowej EP, których górna powierzchnia jest teraz wystawiona całkowicie na działanie pola E. Przesłona (ekran EE) jest napędzana za pomocą piezoelektrycznego aktuatora wykonanego w formie cienkościennej płytki. Cały system elektrod jest ekranowany za pomocą elektrody EO. Przetwornik pobudzany napięciem o amplitudzie  $U_{wzb} = 2$  V i częstotliwości  $f_{wzb}$  = 12 kHz charakteryzuje się rozdzielczością rzędu 100 V/m i bardzo dobrą liniowością.



Rys. 7.38. Zasada działania wibracyjnego przetwornika pola elektrycznego z równoległą (w stosunku do wektora pola) wibracją uziemionej przesłony [7.28]: a) linie sił pola E zamykają się na elementach przesłony P, b) zespól elektrod pomiarowych ZEP poddany działaniu pola mierzonego

Opis zaawansowanych technologicznie przetworników pola elektrycznego, wykonanych w technologii MEMS, przedstawiono w pracy [7.30]. W jednym z przedstawionych rozwiązań zastosowano zwielokrotnione układy z nieruchomą elektroda pomiarową EP oraz wibrującą przesłoną-modulatorem PV (rys. 7.39).

Przesłona PV wibrująca w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny ekranu EO oraz zespołu elektrody pomiarowej EP okresowo zmienia wartość składowej normalnej pola działającego na boczne powierzchnie elektrod pomiarowych, jak również na ich pojemność. Struktura całego przetwornika ma wymiary ok 4.700×700 μm, zawiera



Rys. 7.39. Zasada działania wibracyjnego przetwornika pola elektrycznego, zastosowanego w mikroukładzie Analog Devices ModMEMS [7.30]

32 pary elektrod o długości 122 µm i spoczynkowej szczelinie pomiędzy zębami przesłony-modulatora a elektrodami pomiarowymi o grubości 10 µm. Do napędu przetwornika zastosowano grzebieniowy aktuator elektrostatyczny. W opisanym rozwiązaniu przetworniki elektromechaniczne zintegrowano ze wzmacniaczami elektrometrycznymi oraz układami wspomagającymi. Dla częstotliwości pobudzenia modulatora równej 8,4 kHz uzyskano czułość na poziomie  $7 \cdot 10^{-8}$  V/(V/m). Dryft sygnału wyjściowego, przeniesiony na wartość pola był na poziomie 60 (V/m)/min.

## 7.4.9. Torsyjny miernik natężenia pola elektrycznego

Torsyjny miernik pola elektrycznego, opracowany przez firmę Campbell Sci.<sup>®</sup> [7.31], łączy prostą, indukcyjną metodę pomiaru natężenia z okresowym zerowaniem przyrządu. Metoda jest bliska metodzie młynka polowego. Stosowana w przetworniku przesłona o wielosegmentowym kształcie, podobnym do stosowanego w młynkach polowych, porusza się ruchem torsyjnym, tzn. o jeden segment w jedną stronę, a następnie wraca do położenia pierwotnego. Powrotny ruch przesłony pozwala w sposób trwały (za pomocą styku sprężystego) połączyć jej oś z masą przyrządu lub źródłem napięcia kompensującego napięcie Volty [7.31, 7.32]. Widok przetwornika od strony mierzonego pola przedstawiono na rysunku 7.40, zaś od strony napędu na rysunku 7.41.



Rys. 7.40. Widok przetwornika torsyjnego od strony mierzonego pola. Widoczna częściowo przesłonięta elektroda pomiarowa (za zgodą: Campbell Sci.<sup>®</sup>)



Rys. 7.41. Widok przetwornika torsyjnego od strony silnika napędowego. Widoczny sprężysty styk przesłony (za zgodą: Campbell Sci.<sup>®</sup>)

Torsyjny ruch przesłony w obie strony (odchylenie o zadany kąt i powrót do stanu wyjściowego) zapewnia silnik krokowy, którego stan położenia kontrolowany jest za pomocą kodera. Pomiar, kontrola oraz obróbka danych sa realizowane za pomocą mikroprocesora. Wykonany ze stali nierdzewnej stator z częściowo widocznymi elektrodami pomiarowymi przedstawiono na rysunku 7.40. Podczas działania przetwornika potencjał przesłony oraz statora są okresowo sprowadzane do potencjału ziemi. Pozwala to na okresowe i całkowite zaekranowanie elektrod pomiarowych od wpływu pól zewnętrznych. Torsyjna przesłona jest uziemiona w sposób trwały za pomocą sprężystej taśmy stalowej (rys 7.41). Przebieg napięcia wyjściowego wzmacniacza ładunku występującego podczas jednego cyklu pomiaru przedstawiono na rysunku 7.42.



Rys. 7.42. Przebieg napięcia wyjściowego  $U_{wyj}$  wzmacniacza ładunku podczas cyklu pomiarowego;  $U_0$  – napięcie przy pełnej ekspozycji elektrod(y) pomiarowej na działanie pola elektrycznego,  $U_{Rl}$ ,  $U_{R2}$  – kolejne wartości napięcia w warunkach pełnego ekranowania elektrod pomiarowych

Przesłona zaczyna się otwierać w chwili  $t_a$ , a kończy w chwili  $t_b$ . W czasie cyklu pomiarowego mierzone są trzy napięcia:  $U_{R1} = U_{wyj}(t_{zamk1})$ ,  $U_0 = U_{wyj}(t_{otw})$  oraz  $U_{R2} = U_{wyj}(t_{zamk2})$ . Napięcia  $U_{R1}$  oraz  $U_{R2}$  są napięciami referencyjnymi, których pomiar wykonywany jest w warunkach braku pola zewnętrznego, w celu korekcji stałoprądowej. Niezerowe wartości napięć  $U_{R1}$  oraz  $U_{R2}$  wynikają ze skończonego prądu polaryzacji wzmacniacza wejściowego, z napięcia niezrównoważenia oraz napięcia Volty. Skończony prąd upływu wzmacniacza ładunku powoduje wystąpienie różnicy pomiędzy wartościami napięć  $U_{R1}$  oraz  $U_{R2}$  w czasie trwania cyklu pomiarowego (rozdz. 7.3.3). Wielkość tej różnicy zależy m.in. od obniżenia poziomu izolacji na skutek wzrostu wilgotności atmosfery, zabrudzenia powierzchni czy też starzenia się samej izolacji. Przed każdym cyklem pomiaru następuje wyzerowanie wymienionej różnicy napięć. Błąd pomiaru wynikający z dryftu zera jest eliminowany mikroprocesorowo przez obliczenie poziomu  $U_R$  w czasie pomiaru  $t_{otw}$ . Wzór na obliczenie wartości napięcia odniesienia (napięcie wynikające z dryftu zera) w czasie  $t_{otw}$  będzie miał postać:

$$U_{R}(t_{otw}) = \frac{U_{R1} + U_{R2}}{2}.$$
(7.40)

Wartość natężenia mierzonego pola elektrycznego można określić z zależności:

$$E = k_1 [U_{otw} - U_R(t_{otw})] = \frac{k_1}{2} [(U_{otw} - U_{R1}) + (U_{otw} - U_{R2})], \qquad (7.41)$$

w której  $k_1$  jest stałą zależną od geometrii układu elektrod oraz właściwości wzmacniacza.

Przedstawiony algorytm pomiaru pozwala wyeliminować powolne zmiany napięcia odniesienia występujące pomiędzy cyklami pomiaru. Czas trwania pełnego cyklu pomiaru jest na poziomie 150 ms. Procedura pomiaru jest sterowana mikroprocesorowo.

Przetwornik umożliwia wykonywanie pomiarów natężenia pola w zakresie  $0-\pm 20$  kV/m z niedokładnością na poziomie  $\pm 1\%$  ( $\pm 30$  V/m).

# 7.5. Inne metody pomiaru natężenia pola elektrycznego

## 7.5.1. Radioizotopowe mierniki pola

Zasadę działania radioizotopowego miernika natężenia pola elektrycznego przedstawiono na rysunku 7.43. Podstawowym elementem przyrządu jest metalowy pojemnik-elektroda zawierający izotop promieniotwórczy (najczęściej ameryk Am 241, tryt), którego promieniowanie zdolne jest jonizować cząsteczki powietrza (wytwarzać elektrycznie obojętną plazmę). Pojemnik tworzy z metalową obudową przyrządu (ekranem elektrostatycznym) kondensator o pojemności elektrycznej *C*. Zjawiska ładowania i rozładowania zachodzące w przyrządzie można prześledzić, wykorzystując układ zastępczy przedstawiony na rysunku 7.44.



Rys. 7.43. Zasada działania radioizotopowego miernika natężenia pola elektrycznego

Mierzone pole elektryczne E usuwa z obszaru zjonizowanego nośniki ładunku elektrycznego (jony, elektrony) jednego znaku. W przypadku pokazanym na rysunku 7.45 pole elektryczne usuwa nośniki z ładunkiem ujemnym (elektrony, jony). Pozostające ładunki dodatnie ładują pojemność  $C_T$  prądem:

$$i_{lad} = k_2 E$$
, (7.42)

gdzie  $k_2$  jest stałą zależną od przewodności "ścieżki jonowej" w obszarze źródło polapojemnik, E – wartością natężenia mierzonego pola.

Mierzone pole E "wysysające" ładunek z pojemnika (wewnętrznej elektrody ze źródłem promieniowania jonizującego) tworzy źródło prądowe o bardzo dużej rezystancji wewnętrznej i wydajności  $i_{lad}$ . Napięcie U na pojemności ekran-pojemnik  $C_T$  rośnic z upływem czasu. Ponieważ pojemność  $C_T$  jest obciążona rezystorem wzorcowym o wartości  $R_N$  (rys. 7.44), wraz ze wzrostem napięcia U prąd rozładowania będzie wzrastał do wartości:

$$i_{rozl} = \frac{U}{R_N} \,. \tag{7.43}$$

Napięcie U na pojemności  $C_T$  rośnie zatem do momentu, kiedy prąd ładowania  $i_{lad}$  będzie zrównoważony prądem rozładowania  $i_{rozl}$ .



Rys. 7.44. Schemat układu zastępczego izotopowego miernika natężenia pola

W warunkach stanu ustalonego, porównując wyrażenia (7.42) i (7.43), otrzymuje się:

$$U = k_2 R_N E. \tag{7.44}$$

Ostatnia zależność wiąże bezpośrednio napięcie U występujące na rezystorze  $R_N$  z wartością mierzonego pola E. Liniowy charakter zależności umożliwia wyskalowanie woltomierza dołączonego do rezystora  $R_N$  bezpośrednio w jednostkach natężenia pola elektrycznego [V/m]. Opisany układ dochodzi do stanu ustalonego po czasie określonym stałą:

$$\tau = R_N C_T. \tag{7.45}$$

Dla typowych wartości  $R_N \cong 10^9 \Omega$  oraz  $C_T \cong 10 \text{ pF}$  otrzymuje się stałą czasu  $\tau$  na poziomie  $10^{-2}$  s.

W opisanym przyrządzie zmianę zakresu pomiarowego uzyskuje się poprzez zmianę wartości rezystora  $R_N$ , jak również przez zmianę współczynnika  $k_2$  wyrażoną wzorem (7.42). Zmianę wartości stałej  $k_2$  uzyskuje się przez zmianę wielkości przesłony wpływającej na wartość pola lokalnego, występującego w sąsiedztwie obszaru zjonizowanego (można to utożsamić ze zmianą rezystancji subtelnego "kanału jonowego" tworzącego się pomiędzy źródłem mierzonego pola a elektrodą wewnętrzna i ziemią).

Ponieważ ruchliwości występujących w powietrzu jonów dodatnich i ujemnych posiadają różne wartości, współczynniki  $k_2$  dla pól E > 0 i E < 0 będą różne (różne skale lub te same skale dla różnych wielkości przysłon). Przykład radioizotopowego miernika pola przedstawiono na rysunku 7.45.



Rys. 7.45. Radioizotopowy miernik natężenia pola elektrycznego typu RMEL-Fi firmy POLON. Widoczna jest przesłona umożliwająca zmianę zakresu mierzonego pola: a) widok z przodu, b) widok z boku

150

Mierniki i przetworniki z "połączeniem jonowym" są wrażliwe na lokalne zmiany w gęstości jonów, jakie mogą występować w przypadku pomiarów w otwartej atmosferze i nie mogą być stosowane do monitoringu natężenia pola. Mierniki pozwalają na pomiary pól w zakresie od 0– $\pm$ 30 kV/m do 0– $\pm$ 1 MV/m. Ze względu na połączenie jonowe miernika z badanym obiektem, ten ostatni może zmieniać swe właściwości na skutek efektu neutralizacji jonami tworzącymi ścieżkę. Efekt może się uwidocznić w przypadku obiektów o niewielkiej pojemności własnej.

Ze względu na prostotę i związaną z nią wysoką niezawodność układu przetwarzającego głowice radioizotopowe wykorzystywano do pomiarów natężenia pola i jego rozkładów w atmosferach wybuchowych [7.37].

## 7.5.2. Specjalne metody pomiaru natężenia pola

Inne metody badań natężenia pola elektrycznego oraz jego rozkładu są niekiedy stosowane wyłącznie w badaniach poznawczych. Do tej grupy metod można zaliczyć:

- metodę sondy balistycznej,
- metodę naładowanej cząstki,
- metodę efektów elektrooptycznych.

W metodzie sondy balistycznej cząstka, przechodząc przez obszar pola zawierający skończoną koncentrację monopolarnych jonów (obszar częściowo zjonizowany) gromadzi ładunek, którego wartość zależy m.in. od gęstości jonów, czasu przelotu przez obszar pola i od jego natężenia [7.33]. Pomiar ładunku uzyskanego przez cząstkę dla różnych czasów przelotu pozwala wyznaczyć wartość natężenia pola.

W metodzie naładowanej cząstki, cząstka naładowana do znanego poziomu stanowi bezkontaktową "sondę pomiarową", której trajektoria określona jest działaniem siły elektrostatycznej, zależnej od natężenia mierzonego pola, siły grawitacyjnej i lepkości ośrodka w którym się porusza. Wartość natężenia pola wyznacza się na podstawie analizy zarejestrowanych (fotograficznie) trajektorii cząstki przechodzącej przez obszar pola oraz bez niego [7.34].

Metody z wykorzystaniem zjawisk elektrooptycznych opierają się na zjawiskach Kerra oraz Pockelsa [7.35] występujących w niektórych przezroczystych dielektrykach stałych i ciekłych. Zjawiska te polegają na wpływie pola elektrycznego E na składową normalną i równoległą współczynnika załamania światła n. Można je opisać zależnościami:

$$n_{\rm II} - n_\perp = \lambda B E^2 \,, \tag{7.46}$$

$$n_{\rm II} - n_{\perp} = \lambda A E , \qquad (7.47)$$

w których  $n_{\rm II}$ ,  $n_{\perp}$  są składowymi równoległymi oraz prostopadłymi (w stosunku do wektora natężenia pola *E*) współczynnika załamania n,  $\lambda$  – długością fali światła propagującego się w dielektryku, B – stałą Kerra, A – stałą Pockelsa.

Pomiar natężenia pola wymaga wstawienia w obszar badanego pola pojemnika z dielektrykiem wykazującym duży efekt elektrooptyczny oraz badania natężenia strumienia światła przechodzącego przez skrzyżowane polaryzatory. Metoda ta bywa stosowana do pomiaru rozkładu pól w otoczeniu dużych obiektów, zwłaszcza dla pól szybkozmiennych.

# 7.6. Czynniki wpływające na wartość mierzonego pola

# 7.6.1. Efekt skupiania linii sił

Wprowadzenie w obszar mierzonego pola miernika pola powoduje zmiany rozkładu nateżenia pola i związanych z tym różnych innych efektów. Jednym z nich jest efekt skupiania linii sił. W przypadku pomiaru natężenia pola za pomocą miernika pola znajdującego się na potencjale ziemi, efekt ten prowadzi do podwyższenia lokalnej wartości nateżenia pola mierzonego w stosunku do wartości, jaka występuje przy braku zaburzenia (kiedy miernik pola jest nieobecny). Efekt skupiania linii sił występujący w przypadku pomiaru natężenia pola w otoczeniu nieprzewodzącego i jednorodnie naładowanego obiektu [7.35] przedstawiono dla przypadku uziemionego miernika pola na rysunku 7.46a. W przypadku pomiaru pól w otoczeniu obiektów płaskich i nieprzewodzących, efekt skupiania linii sił można próbować wyeliminować, wprowadzając w płaszczyźnie powierzchni czułej miernika elektrodę ochronną (rys. 7.46b). Elektroda ochronna umożliwia ujednorodnienie rozkładu pola elektrycznego w otoczeniu miernika, a jej wpływ na wartość mierzonego pola w przypadku układu ze stałym potencjałem (obiekt przewodzący) przedstawiono na rysunku 7.47. Na wykresie podano zależność stosunku natężenia pola zmierzonego  $E_{\rm M}$  do pola jednorodnego  $E_0$ , które występowałoby, gdyby w miejscu miernika (w płaszczyźnie jego powierzchni czułej) znajdowała się nieskończenie rozległa elektroda na potencjale ziemi.



Rys. 7.46. Rozkład natężenia pola elektrycznego w otoczeniu: a) obiektu w formie jednorodnie naładowanej nieprzewodzącej płyty po zbliżeniu uziemionego miernika pola, b) miernika z elektroda ochronną. W przypadku (a) widoczny jest efekt skupiania linii sił



Rys. 7.47. Wpływ elektrody ochronnej na wartość mierzonego natężenia pola elektrycznego dla obiektu płaskiego ze stałym potencjałem. Pomiary uziemionym miernikiem pola typu FM 981 o powierzchni czułej 65×65 mm, bez elektrody ochronnej i z elektrodą ochronną o wymiarach 300×300 mm

Należy zaznaczyć, że efekt skupiania linii sił zależy od charakteru źródła pola (obiekt ze stałym potencjałem lub ze stałym ładunkiem, przewodzący lub nieprzewodzący).

## 7.6.2. Uśrednianie rozkładów powierzchniowych

Wszystkie mierniki natężenia pola oraz sondy potencjałowe mają określoną rozdzielczość przestrzenną (powierzchniową). Rozdzielczość ta zależy od wymiarów powierzchni czułej miernika *s* oraz od jego odległości od powierzchni badanej [7.41]. W przypadku obiektu płaskiego z rozkładem efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $q_s$ , wartość zmierzonego pola jest określona zależnością:

$$E = \frac{1}{\varepsilon_0 s} \int_s q_s ds \,. \tag{7.48}$$

Zależność (7.48) pokazuje uśredniające działanie miernika pola, występujące na obszarze jego powierzchni czułej s.

Problem rozdzielczości może mieć istotne znaczenie zwłaszcza w przypadku pomiaru pól w otoczeniu obiektów o wymiarach milimetrowych i submilimetrowych bądź obiektów z silnie niejednorodnym rozkładem gęstości ładunku, w tym z rozkładami bipolarnymi. Przykładem obiektu z silnie niejednorodnym rozkładem pola może być tkanina otrzymana z różnych przędz osnowy (polipropylenu) i wątka (poliamidu). Pomiar natężenia pola w otoczeniu wspomnianej tkaniny, poddanej elektryzacji kontaktowo-tarciowej, wykonany konwencjonalnym miernikiem natężenia pola, którego powierzchnia czuła ma wymiary np. 60×60 mm, może wykazać wartość natężenia pola bliską zeru. Jeżeli jednak do powierzchni tej samej tkaniny zbliży się sondę indukcyjną o rozdzielczości porównywalnej z grubością przędzy, okaże się, że składowe pola mogą osiągać wartości przedprzebiciowe (rys. 7.48) [7.42].



Rys. 7.48. Rozkład pola elektrycznego zmierzony na tkaninie z przędzy polipropylenowej i poliamidowej za pomocą sondy wibracyjnej o rozdzielczości na poziomie 1 mm [7.42]

Dużą rozdzielczość powierzchniową w zakresie pomiaru rozkładu natężenia pola, niezbędną przy pomiarach rozkładów pola elektrycznego w otoczeniu niewielkich obiektów, można osiągnąć, stosując mikrosondy indukcyjne o dużej rozdzielczości [7.1], w tym również sondy wykonane w technologii MEMS [7.29] (rozdz. 7.4.8). Najwyższą rozdzielczość w zakresie pomiaru powierzchniowych rozkładów pól zapewnia w chwili obecnej mikroskopia sił elektrostatycznych (EFM) [7.44].

## 7.6.3. Uśrednianie rozkładów objętościowych

W przypadku rzeczywistych obiektów nieprzewodzących można się spodziewać występowania przestrzennych rozkładów ładunku. Wyniki pomiarów natężenia pola w sąsiedztwie takich obiektów mogą być trudne do zinterpretowania. Wpływ objętościowego rozkładu ładunku na wartość natężenia pola mierzonego w otoczeniu obiektu nieprzewodzącego w różnych konfiguracjach można wyjaśnić na podstawie definicji efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego. Problem można przedstawić na przykładzie taśmy z bipolarnym rozkładem ładunku (powszechnie występujący). Na rysunku 7.49 pokazano taśmę, np. folię polimerową, naładowaną z obydwu stron ładunkiem o różnym znaku. Z jednej strony efektywna gęstość ładunku powierzchniowego jest równa  $q_{s1}$ , z drugiej zaś  $q_{s2}$ . Bardzo często, zwłaszcza w przypadku silnie naładowanych folii polimerowych, zachodzi równość:

$$q_{s1} \cong -q_{s2}$$
 . (7.49)



Rys. 7.49. Pomiar natężenia pola elektrycznego w otoczeniu taśmy nieprzewodzącej, z bipolarnym rozkładem ładunku: a) miernik pola *MP* najbliższym obiektem uziemionym, b) pomiar nad uziemionym wałkiem

W przypadku ułożenia miernika pola w pozycji pokazanej na rysunku 7.49a, pole elektryczne w szczelinie pomiędzy miernikiem a taśmą będzie pochodziło od ładunków zgromadzonych po obydwu stronach taśmy, tj.  $q_{s1}$  oraz  $q_{s2}$ . Natężenie pola dla powyższego przypadku, przy spełnionej zależności  $l \gg d$  będzie w pierwszym przybliżeniu (zaniedbanie efektów brzegowych) określone relacją:

$$E \cong \frac{q_{s1} + q_{s2}}{\varepsilon_0} \cong 0.$$
(7.50)

Uziemiony miernik pola działa jak swego rodzaju otwarta klatka Faradaya, a mierzone przez niego pole będzie, w kontekście zależności (7.49), bliskie zeru. Opisany efekt jest o tyle istotny, że pole elektryczne występujące w taśmie (folii) może mieć natężenie bliskie jej wytrzymałości, podczas gdy natężenie pola mierzonego w jej otoczeniu będzie bliskie zeru.

Jeżeli miernik pola zostanie przesunięty w położenie jak na rysunku 7.49b, zmierzy on wartość natężenia pola zgodną z zależnością (4.6), którą można przekształcić do postaci:

$$E_1 = \frac{q_s}{\varepsilon_0 \left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)}.$$
(7.51)

Źródłem pola będzie ładunek o gęstości  $q_s = q_{s1}$ . Gęstość ładunku  $q_{s2}$  można wyznaczyć (w sytuacji, kiedy taśma znajduje się na przewodzącej uziemionej rolce) wtedy, gdy miernik pola (oraz rolki prowadzącej) jest ułożony po przeciwnej stronie taśmy.

Powyższe rozważania ilustrują zasadniczą zależność pola elektrycznego w otoczeniu obiektu od geometrii układu obiekt-elementy uziemione.

# 7.6.4. Wpływ przewodzącego i uziemionego otoczenia

Wpływ uziemionego otoczenia przewodzącego, jakim dla źródła pola jest uziemiony miernik natężenia pola MP, został przedstawiony w rozdziale 7.6.1. Przypadek wpływu drugiego obiektu uziemionego na wartość natężenia pola mierzonego przez miernik (również uziemiony), dla przypadku płasko-równoległego obiektu badanego, przedstawiono na rysunku 7.50. Dla podanego układu, w przypadku zaniedbania efektów brzegowych (w tym efektu skupiania linii sił), zależność pomiędzy natężeniem pola mierzonego przez miernik *E* a natężeniem  $E_0$ , kiedy obiekt uziemiony (płyta) jest odsunięty do nieskończoności, tj. dla  $x \to \infty$ , określa zależność (7.51), którą można przekształcić do postaci:



Rys. 7.50. Zależność natężenia pola elektrycznego od odległości *x*, mierzonego w otoczeniu taśmy nieprzewodzącej z ładunkiem jednoimiennym i równomiernym rozkładem powierzchniowym

$$E = E_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{l}{x}\right)}.$$
(7.52)

gdzie *l* jest odległością pomiędzy powierzchnią czułą miernika pola a obiektem (folią), x -odległością pomiędzy obiektem (folią) a uziemioną elektrodą. Ze względu na występowanie efektu skupiania linii sił, zależność E(x) w układach praktycznych odbiega od zadanej wyrażeniem (7.52).

Wpływ uziemionego otoczenia na wartość natężenia mierzonego pola dla przypadku taśmy z równomiernie rozłożonym ładunkiem monopolarnym znajdującej się w warunkach krańcowych, tzn. w bezpośrednim kontakcie z przewodzącym, uziemionym wałkiem oraz dla znacznej odległości taśmy od powierzchni uziemionych, zilustrowano na rysunku 7.51.



Rys. 7.51. Pomiar natężenia pola elektrycznego w otoczeniu obiektu ze stałym ładunkiem (taśmy nieprzewodzącej) z ładunkiem monopolarnym: a) wsparta na przewodzącym wałku WA taśma polimerowa F o grubości 50  $\mu$ m z ładunkiem o gęstości powierzchniowej  $q_s = 1 \cdot 10^{-6}$  C/m<sup>2</sup> rozłożonym tylko na górnej powierzchni, b) taśma F odsunięta od elementów uziemionych

Taśma F z materiału o niskiej konduktywności przemieszcza się w sposób ciągły wspierana przez uziemiony metalowy wałek WA. Taśma jest naładowana w sposób jednorodny ładunkiem o gęstości  $q_s$  znajdującym się na powierzchni przeciwnej niż wałek prowadzący. Jeżeli miernik pola, znajdujący się na potencjale ziemi, zostanie umieszczony nad taśmą oraz wspierającym ją wałkiem, wówczas mierzone przez niego natężenie pola  $E_1$  będzie w przybliżeniu (przy zaniedbaniu efektów brzegowych) równe wyznaczonemu z zależności (7.51). Jeżeli uziemiony miernik pola zostanie umieszczony nad tą samą taśmą w taki sposób, że będzie jedynym uziemionym elementem w jej otoczeniu, tzn. dla przypadku  $h \gg l$ , kiedy odległość pomiędzy taśmą a innym uziemionym otoczeniem h jest znacznie większa od odległości l miernika pola od taśmy, wówczas zmierzone przez niego natężenie pola  $E_2$  będzie miało w przybliżeniu wartość określoną zależnością (7.8). Stosunek pól  $E_2/E_1$  będzie zatem określony relacją:

$$\frac{E_2}{E_1} \cong \varepsilon \frac{l}{d}.$$
(7.53)

Przyjmując dla przypadku przedstawionego na rysunku 7.51 l = 10 mm oraz względną przenikalność elektryczną folii  $\varepsilon_r = 3$ , stosunek natężeń pól  $E_2/E_1$  przyjmie wartość na poziomie 600.

Jeżeli w pobliżu przykładowej taśmy znajdą się inne uziemione obiekty, natężenie mierzonego pola może się zmieniać w granicach określonych zależnościami (7.8) i (7.52), pomimo że poziom naładowania taśmy (określony efektywną gęstością zgromadzonego na niej ładunku  $q_s$ ) pozostaje bez zmian.

#### Rozdział 7

## 7.6.5. Wpływ pól od innych źródeł

Ze względu na addytywność pola elektrycznego natężenie pola mierzonego za pomocą miernika w danym punkcie pola jest sumą wektorową natężeń pól od wszystkich źródeł "wchodzących w pole widzenia" miernika. W przypadku mierników pól stałych i wolnozmiennych wpływ pól szybkozmiennych, traktowany jako zakłócenia, jest silnie ograniczony bądź eliminowany za pomocą układu filtrów, detektora oraz integratora (w przypadku układów z przetwarzaniem) bądź przez pomiar jedynie składowej stałej mierzonego pola (sondy indukcyjne). Istotne znaczenie może jednak mieć obecność źródeł pól stałych. Problem ilustruje analiza pomiaru natężenia pola w sąsiedztwie rozległych, elektrycznie naładowanych taśm dielektrycznych za pomocą miernika, którego apertura (powierzchnia czuła) jest znacznie mniejsza od powierzchni (szerokości) taśmy (rys. 7.52a). Zasada superpozycji umożliwia zamodelowanie rozkładu pól jako sumy rozkładów pól wyznaczonych dla przypadków przedstawionych na rysunkach 7.52b i c. W przypadku taśm naładowanych jednorodnie, tzn. taśm ze stałą efektywną gęstością ładunku qs, zastosowanie przybliżenia nieskończenie rozległych powierzchni elektrody ochronnej oraz naelektryzowanej taśmy pozwala na wyznaczenie wartości natężenia pola  $E = E_1$  z zależności (7.8). Jeżeli przyjąć, że powierzchnie są ograniczone wartością mierzonego pola, to  $E < E_1$ .



Rys. 7.52. Pomiar natężenia pola od ładunku zgromadzonego na rozległej taśmie dielektrycznej:
a) model z miernikiem wyposażonym w elektrodę ochronną o średnicy *D*, b) pole od ładunku "mierzonego" na taśmie w obszarze pierścienia ochronnego, c) pole od ładunku w otoczeniu o średnicy 2*D*. Odległość pomiędzy płaszczyznami elektroda ochronna–taśma *l* = 0,05*D*

Jeżeli uwzględnić pole od ładunku rozmieszczonego w dalszej odległości od taśmy, wówczas można pokazać [7.40], że  $E > E_1$ . Przyjmując dla przypadku z rysunku 7.52 jedynie wpływ ładunku zgromadzonego na powierzchni zakreślonej średnicą dwukrotnie większą od średnicy elektrody ochronnej, modelowanie pokazuje, że przyrost wartości natężenia pola jest na poziomie 17%.

Opisany problem występuje przy pomiarach natężenia pola w otoczeniu wszystkich rozległych obiektów dielektrycznych, w których pole elektryczne pochodzące od różnych źródeł może "przenikać" przez objętość badanego obiektu.

### 7.6.6. Pomiary natężenia pola w otoczeniu obiektów ruchomych

W przypadku ciągłych pomiarów natężenia pola elektrycznego w otoczeniu obiektów rzeczywistych ruchomych może wystąpić efekt lokalnego transportu ładunku związany z lokalnym zaburzeniem rozkładu pola w sąsiedztwie miernika (sondy) [7.46]. Problem został poruszony w rozdziale 4.9 poświęconym pomiarowi gęstości ładunku na obiektach ruchomych. W przypadku sondy lub miernika natężenia pola znajdującego się na potencjale ziemi, wynikająca z zaburzenia składowa pola elektrycznego styczna do powierzchni taśmy prowadzi do transportu ładunku w płaszczyźnie taśmy. Dzięki temu wzrasta jego lokalna gęstość i w efekcie natężenia pola w obszarze pod miernikiem (sondą). Efekt kumulacji ładunku zależy od prędkości przesuwania się taśmy oraz jej rezystywności powierzchniowej, które określają wartość współczynnika *k* określonego zależnością (4.40). W przypadku dużej szybkości taśmy lub ekstremalnie niskiej konduktywności powierzchniowej wartość współczynnika *k* jest bliska zeru i efekt nie występuje. W innym przypadku wartość pola mierzonego  $E_{\rm M}$ jest różna od wartości pola występującego przy braku zaburzenia, tj.  $E_1$ . Stosunek pól określa zależność:

$$\frac{E_M}{E_1} = m, \tag{7.54}$$

w której m jest parametrem zależnym od współczynnika k, zdefiniowanym zależnością (4.39), o przebiegu podanym na rysunku 4.12.

W warunkach statycznych efekt kumulacji ładunku może prowadzić do stanów przejściowych, tj. do zmiany wartości mierzonego natężenia pola w funkcji czasu tuż po zbliżeniu do obiektu miernika pola.

Jak zaznaczono w rozdziale 4.9, zastosowanie metody kompensacyjnego pomiaru natężenia pola nie usuwa problemu. Dryft ładunku w płaszczyźnie taśmy zachodzi w kierunku przeciwnym, jako że w warunkach kompensacji w sąsiedztwie miernika pola powstaje "garb potencjału" (rys. 6.15). Prowadzi to do obniżenia lokalnej gęstości ładunku  $q_s$  i natężenia związanego z nim pola  $E_1$  [7.43].

# 7.7. Uwagi ogólne dotyczące pomiaru natężenia pola

Obiekt mający skończony ładunek elektryczny wytwarza w swoim otoczeniu pole elektryczne, którego natężenie zależy silnie od geometrii obiektu, rozkładu ładunku oraz obecności i właściwości elektrycznych innych elementów znajdujących się w jego najbliższym sąsiedztwie, w tym miernika natężenia pola.

Wprowadzenie miernika pola w obszar mierzonego pola skutkuje zawsze większym lub mniejszym zniekształceniem pola, tak w sensie rozkładu, jak i wartości lokalnej (mierzonej). Szczególną uwagę należy zwrócić na wyniki pomiarów w układach z rozkładem ładunku. Ich pozorna sprzeczność (różny znak ładunku po obu stronach obiektu) może być dowodem występowania silnie niejednorodnego rozkładu.

W wyniku pomiaru natężenia pola typowym miernikiem pól otrzymuje się zawsze wartości średnie. Natężenie pola lokalnego może znacznie przewyższać mierzone wartości średnie.

Zbliżenie do obiektu naładowanego ze stałym ładunkiem elementu uziemionego powoduje zawsze obniżenie lokalnego potencjału w otoczeniu wspomnianego elementu. Powstanie "dołu potencjału" może, w warunkach dynamicznych, w przypadku taśm częściowo przewodzących, prowadzić do efektu kumulacji ładunku. Wymieniony efekt może objawiać się m.in. zależnością natężenia mierzonego pola od prędkości przemieszczania się taśmy (obiektu).

# Literatura

- [7.1] SINGH S., HEARN G.L., Development and application of an Electrostatic Microprobe, J. Electrostatics, 1985, 353–361.
- [7.2] KACPRZYK R., Study of Electric Fields in Fabric Surroundings, Fibers & Textiles in Eastern Europe, Vol. 19, No 1, 2011, 50–54.
- [7.3] ILJUKOVIČ A.M., Technika elektrometrii, Energija, Moskva, 1976.
- [7.4] NADACHOWSKI M., KULKA Z., Analogowe układu scalone, WKŁ, Warszawa, 1980.
- [7.5] KACPRZYK R., Wzmacniacz do mikrosondy napięciowej, Pomiary, Automatyka, Kontrola, Nr 1, 1994, 6–7.
- [7.6] KARLASUK V.I., KOTELNIKOV V.A., Generator slabych postojannych tokov, Pribory i Technika Eksperimenta, nr 1, 1973, 133–134.
- [7.7] TAYLOR D.M., SECKER P.E., Industrial Electrostatics: Fundamentals and Measurements, Research Studies Press Ltd, Taunton, Somerset, England, 2010.
- [7.8] MARTINEZ J., SEKHON J., *Electric Field Mill*, Electrical and Computer Eng., Faculty of Eng., University of Manitoba, 2006.
- [7.9] SECKER P.E., The use of field-mill instruments for charge density and voltage measurement, IOP, Conf., Ser., No. 27, 173–181.
- [7.10] CHABB J.N., Two New Designs of "Field Mill" Type Fieldmeters not Requiring Earthing of Rotating Chopper, IEEE Trans. on Ind. Appl., Vol. 26, No. 6, 1990, 1178–1181.
- [7.11] CHUBB J.N., *Experience with electrostatic fieldmeter instruments with no earlying of the rotating chopper*, Conf. Mat. "Electrostatics 1999", Inst. Phys. Conf., Series 85, 1999, 251.
- [7.12] LOEB L.B., Static electrification, Springer Verlag, Berlin 1958.
- [7.13] HILL D., A. KANDA M., Electric Field Strength, Chapter 47, CRC Press (NIST), 1999.
- [7.14] RENNO N.O., KOK J.F., KIRKHAM H., ROGACKI S., A miniature sensor for electrical field measurements in dusty planetary atmospheres, Electrostatics 2007. Journal of Physics. Conf. Series, 142, 012075, 2008.
- [7.15] VOSTEEN W.E., A Review of Current Electrostatic Measurement Techniques and their Limitations, APNE-0011-(LT-19)-11/17/2000-WEVrca, paper presented at the Electrical Overstress Exposition, April 24–26, San Jose, California, USA, 1984.
- [7.16] MATSUI M., FUJIBAYASHI K., MATSUOKA G., MURASAKI N., Sensitivity of a Vibrating Electrode Type Field Meter Driven at Ultrasonic Frequency, J. Electrostatics, 46, 1999, 131–141.

- [7.17] Dokument TR IEC 61340-2-2 *Electrostatics*, Part 2-2: *Measurements methods Measurement of chargeability*.
- [7.18] Datasheet 1036E&Fds022609.p65: *Electrostatic Fieldmeter Probes model 1036E and 1036F*, Monroe Electronics.
- [7.19] Monroe Electronics, Instruments to Measure Electrostatic Voltage and Field, Katalog, 2001.
- [7.20] Instruction Manual for Monroe Electronics Inc., *Multi-point Fieldmeter and Alarm System model* 177A, P/M0340184 052909, Monroe Electronics.
- [7.21] Feedback Type Surface Electric Potential Sensors EFS series, TDK Corporation.
- [7.22] Datasheet 1017A/1034ds031303.p65: *Miniature Electrostatic Voltmeter Probes model 1017A and 1034*, Monroe Electronics.
- [7.23] NORDHAGE F, BACKSTROEM G., Oscillating probe for charge density measurements, J. Electrostatics, Vol. 2, 1976, 91–95.
- [7.24] LUNDBERG K.H. et al., A Self-Resonant MEMS-Based Electrostatic Field Sensor, Proceedings of the 2006 American Control Conference, Minneapolis, Minnesota, USA, June 14–16, 2006, 1221–1226.
- [7.25] PENG C.R. et al., Design of a Resonant Miniature Electrostatic Field Sensor with Feedback Driving and Detection, Proceedings of the 1st IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, January 18–21, 2006, Zhuhai, China, 1029–1032.
- [7.26] CHEN X. et al., Thermally Driven Miniature Electric Field Sensor, Proceedings of the 1st IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, January 18–21, Zhuhai, China, 2006, 258–261.
- [7.27] BAHREYNI B. et al., *Analysis and design of a micromachined electric field sensor*, IEEE/ASME Journal of Micro-electro-mechanical Systems, Vol. 17, 2008, 31–36.
- [7.28] GONG C. et al., A Novel Miniature Interlacing Vibrating Electric Field Sensor, IEEE Sensors, Oct. 30–Nov. 3, 2005, 3.
- [7.29] HORENSTEIN M.N., STONE P.R., A Micro-Aperture Electrostatic Field Mill Based on MEMS Technology. Proc IEJ-ESA Joint Symp. Electrostatics, Kyodai Kaikan, Sept. 25–26, Kyoto, 2000, Japan, 183–192.
- [7.30] RIEHL P.S. et al., Electrostatic Charge and Field Sensors Based on Micromechanical Resonators, J. Microelectromechanical Systems, Vol. 12, No. 5, 2003, 577–589.
- [7.31] Campbell Scientific Inc., CS110 Electric Field Meter Overview, Logan, Utah USA, 2007, (www.campbellsci.com).
- [7.32] SWENSON J.A., BYERLEY L.G., BEASLEY W.H., BOGOYEV I.G., A Low-Power Electric-Field Meter with Reciprocating Shutter. Campbell Sci.
- [7.33] CORBETT R.P., BASSET J.D., Electric field measurements in ionic and particulate cloud" IOP, Conf. Ser. No. 11, 307–319, 1971.
- [7.34] CHUBB J.N., BAMFORD W.D., HIGHAM J.B., *Experimental studies of airborne particle behavior in corona discharge field*, IEE Colloquium on Electrostatic Precipitation, London, 1965.
- [7.35] CROSS J.A., *Electrostatics, Principles, Problems and Applications*, Adam Hilger, Bristol, England, 1987.
- [7.36] KACPRZYK R., Sonda do badań potencjalu i wielkości pochodnych, Pomiary, Automatyka, Kontrola nr 11, 1984, 321–322.
- [7.37] MURASAKI N., MATSUI M., FUJIBAYASHI K., Direct Measurements of Field Strength on Surfaces of Oil in Large Oil Tank by e Telemetering Field Meter, Electrical Eng. in Japan, Vol. 110, No. 1, 1990, 106–117.
- [7.38] PRANCE R.J., DEBRAY A., CLARK T.D., PRANCE H., NOICK M., HARLAND C.J., CLIPPINGDALE A.J., An ultra low-noise electrical-potential probe for human-body scanning, Meas. Sci. Technol., Vol. 11, 2000, 291–297.

#### Rozdział 7

- [7.39] VOSTEEN R.E., D.C. Electrostatic voltmeters and field meters, Conf. Record, (th Ann. Meeting IEEE IAS, 1974, 799–810.
- [7.40] LUTTGENS G., GLOR M., Understanding and Controlling Static Electricity, Expert Verlag, Ehningen bei Boeblingen, 1989.
- [7.41] HAEYNEN H.T.M., Potential Probe Measurement Analysis and Charge Distribution Determination, J. Electrostatics, Vol. 2, 1976/77, 203–222.
- [7.42] KACPRZYK R., ŁOWKIS B., High Gradient Fabrics, Proc. 11<sup>th</sup> International Symposium on Electrets, 1–3 Oct. 2002, Melbourne, Australia, 2002, 302–305.
- [7.43] SKOPEC A., STEC C., KACPRZYK R., Koncepcja i zastosowanie w zagadnieniach teorii pola nowego rodzaju warunków brzegowych, Przegląd Elektrotechniczny. Vol. 88, Nr 7a, 2012, 187– 192.
- [7.44] GIRARD P. Electrostatic force microscopy: principles and some applications to semiconductors. Nanotechnology, Vol. 12, 2001, 485–490.
- [7.45] DURKIN W.J., Electrostatic Measurements on Plastic Webs, Conf. Rec. IEEE IAS 28<sup>th</sup> Annual Meeting, Royal York Hotel, Toronto, Ontario, Canada, October 2008, Part III, 1993, 1728–1736.
- [7.46] KACPRZYK R., STEC C., Measurements of the surface charge density on moving webs, J. Electrostatics, Vol. 40–41, 1997, 455–461.

# 8. Pomiary szybkości zaniku ładunku

# 8.1. Wprowadzenie

Jakkolwiek pojęcie elektrostatyka sugeruje niezmienność w czasie parametrów opisujących stan naładowania ciała, to w przypadku ciał rzeczywistych obserwuje się zanikanie ładunku wprowadzonego na próbkę z różną prędkością. Dla materiałów antystatycznych czas zaniku ładunku może być rzędu ułamków sekund. W przypadku dobrych materiałów elektretowych czas życia ładunku może być na poziomie kilku, a nawet kilkuset lat. Badania kinetyki zaniku ładunku na materiałach o różnej strukturze i niskim przewodnictwic elektrycznym wykonywane są zarówno ze względów poznawczych, jak i technicznych. W aspekcie poznawczym wykorzystuje się je głównie w badaniach procesów transportu ładunku w materiałach słabo przewodzących. Aspekt techniczny łączy się z wykorzystaniem wymienionych badań do diagnostyki izolacji elektrycznej, do oceny zagrożeń powodowanych elektrycznością statyczną, a także do oceny elektrostatycznych właściwości materiałów, zwłaszcza antystatycznych i elektretowych.

Z fizycznego punktu widzenia zjawisko zaniku ładunku określone jest procesami wprowadzania oraz transportu nośników ładunku w badanym materiale. Przebieg charakterystyki zaniku zależy zatem od mechanizmów wstrzykiwania ładunku przez powierzchnię lub elektrodę, od koncentracji, znaku i rodzaju nośników ładunku, ich ruchliwości w objętości materiału, w obszarach przyelektrodowych czy powierzchniowych, a także od innych czynników (wartości pola lokalnego, temperatury, wilgotności etc.) [8.1–8.8].

Pełny opis kinetyki zaniku ładunku w określonych warunkach pomiaru można podać w postaci charakterystyki zaniku, tj. funkcji  $q_s(t)$  bądź  $U_z(t)$  (rozdz. 2.4.3, rys. 2.7). Na podstawie przebiegu tych charakterystyk można również wyznaczyć parametry czasowe, takie jak czas półzaniku  $t_{0.5}$  czy stała czasu  $\tau$ .

Rejestracja krzywej zaniku ładunku bądź wyznaczenie parametru czasowego wymagają wstępnej elektryzacji próbki. Pełny diagram czasowy pomiaru krzywej zaniku Rozdział 8

składa się z dwóch etapów, tj. etapu elektryzacji próbki oraz rozciągającego się bezpośrednio po nim etapu pomiaru gęstości ładunku lub wielkości z nim związanej (napięcia zastępczego, natężenia pola w szczelinie nad próbką itp.). W pierwszym etapie próbka badanego materiału poddawana jest elektryzacji – formowaniu, co powoduje wytworzenie z niej elektretu o dłuższym lub krótszym czasie życia. Do wstępnej elektryzacji próbek stosuje się kilka metod, tzn. metodę ulotu wysokiego napięcia (najczęściej stosowana), metodę tryboelektryczną czy też metodę bezpośredniej polaryzacji, jak w przypadku próbek materiałów słabo przewodzących, wyposażonych w elektrody pomiarowe (ładowanie pojemności własnej kondensatora pomiarowego). W drugim etapie, zaczynającym się tuż po zakończeniu procesu formowania, wykonuje się ciągłe pomiary gęstości ładunku  $q_s(t)$  lub wielkości z nim związanych (napięcia zastępczego  $U_z(t)$ , natężenia pola w szczelinie nad próbką, prądu resorpcji). Typowy diagram czasowy krzywych zaniku po elektryzacji próbek metodą ulotu wysokiego napięcia przedstawiono na rysunku. 8.1.



Rys. 8.1. Diagram czasowy pomiaru krzywej zaniku ładunku w warunkach wstępnej elektryzacji próbki metodą ulotu wysokiego napięcia. a) przebieg napięcia ulotu  $U_U$  w czasie elektryzacji  $t_U$ , b) przebieg czasowy efektywnej gęstości ładunku lub napięcia zastępczego

Przebieg krzywej zaniku oraz wartości parametrów czasowych mogą być silnie zależne od warunków pomiarów. Badania zależności funkcyjnych  $U_z(t)$ , opisujących proces zaniku ładunku najbardziej szczegółowo, stosowane są zwykle w celu poznawczym i wymagają bardzo precyzyjnego opisu warunków pomiaru. W przypadku badań aplikacyjnych wpływ wymienionych wcześniej czynników na charakterystyki zaniku wprowadza dodatkowy element utrudnienia, zwłaszcza jeśli chodzi o ocenę porównawczą badanych materiałów. Szczególny wpływ na krzywe zaniku (i parametry czasowe) ma temperatura i wilgotność próbek i atmosfery, znak i wartość początkowej gęstości ładunku (napięcia, natężenia pola i jego rozkładu w próbce), sposobu i warunków elektryzacji wstępnej. Ponieważ w praktyce tworzywa mogą ulegać elektryzacji zarówno ładunkiem ujemnym, jak i dodatnim zależność kinetyki zaniku ładunku od jego znaku można uwzględnić, wykonując pomiary czasu półzaniku dla różnych znaków ładunku wprowadzonego podczas procesu elektryzacji wstępnej. Przy wyznaczaniu czasu półzaniku  $t_{0,5}$  można wykorzystać zależność [8.25]:

$$t_{0,5} = \sqrt{\frac{t_{0,5(-)}^2 + t_{0,5(+)}^2}{2}},$$
(8.1)

w której  $t_{0,5(-)}$  i  $t_{0,5(+)}$  są wartościami czasu półzaniku zmierzonymi po wprowadzeniu do badanego obiektu (lub na jego powierzchnię) ładunku ujemnego oraz dodatniego.

Osobnym i bardzo istotnym elementem wpływającym na kształt krzywych zaniku są elektryczne właściwości elektrod umożliwiających przepływ ładunku zgromadzonego w próbce [8.42]. Problem został omówiony w rozdziale 8.5.

W najogólniejszym przypadku przebieg naszkicowany na rysunku 8.1 może obejmować przedziały czasu od ułamków sekund (dla materiałów półprzewodzących, antystatyzowanych) do kilkudziesięciu lat i dłużej, jak w przypadku dobrych materiałów elektretowych. Szeroki zakres czasu zaniku oraz ograniczony czas pomiaru (czy obserwacji procesu zaniku) wymagały opracowania wielu różnych metod i technik pomiarowych pozwalających określić przebieg charakterystyk lub wyznaczyć charakterystyczne parametry czasowe dla różnych materiałów.

Pomiary charakterystyk zaniku na próbkach materiałów z krótszymi czasami zaniku ładunku wykonuje się zwykle w warunkach izotermicznych. Procesy zaniku ładunku w materiałach dielektrycznych o dobrych własnościach elektretowych, w których ładunek w temperaturze pokojowej może być przechowywany nawet kilka lat badane są głównie za pomocą metod z zastosowaniem termicznej stymulacji procesu ich rozładowania.

# 8.2. Badania szybkości zaniku ładunku materiałów z długimi czasami relaksacji

Badania szybkości zaniku ładunku w materiałach o długich czasach relaksacji były rozwijane głównie dla materiałów elektretowych. Ich celem było m.in. wyznaczenie bardzo istotnego parametru (określającego możliwości wykorzystania badanego materiału), tzw. czasu życia ładunku. Obserwacja procesu rozładowania materiałów z długim czasem relaksacji przez bezpośredni pomiar zmian gęstości ładunku  $q_s(t)$  lub napięcia zastępczego  $U_z(t)$  w funkcji czasu jest w temperaturze pokojowej niemożliwa w rozsądnym czasie pomiaru. Podwyższenie temperatury pomiaru pozwala wprawdzie skrócić czas rozładowania (depolaryzacji) próbki, a może jednak zmienić udział różnych mechanizmów fizycznych odpowiadających za relaksację ładunku. W przypadku materiałów o bardzo długim czasie zaniku (relaksacji) ładunku, metodę termicznej aktywacji procesu relaksacji należy uznać za jedyną możliwą. Pomiar w podwyższonych temperaturach może być prowadzony zarówno w warunkach izotermicznych, jak i przy ciągłym i kontrolowanym naroście temperatury badanego obiektu.

## 8.2.1. Wyznaczanie czasu zaniku ładunku w warunkach izotermicznych

Jedną z możliwości oszacowania czasu "życia" ładunku w materiałach o długich czasach zaniku jest metoda opracowana przez Collinsa [8.13]. Temperaturę badanego obiektu (próbki dielektryka) T podnosi się do wartości, w której daje się zaobserwować niewielkie (procentowe) zmiany gęstości ładunku  $q_s(t, T)$  lub napięcia  $U_z(t, T)$ . Pomiary gęstości ładunku  $q_s(t)$  lub napięcia  $U_z(t)$  wykonuje się dla określonej temperatury T i, korzystając z założenia eksponencjalnego zaniku ładunku w funkcji czasu, wyznacza się stałą czasu zaniku  $\tau$  z zależności:

$$\tau(T) = -\frac{d(\ln q_s)}{dt} \text{ lub } \tau(T) = -\frac{d(\ln U_z)}{dt}.$$
(8.2a)

Opisaną procedurę, która dla skończonych przyrostów czasu i określonej temperatury  $(T = T_1)$  przyjmuje postać:

$$\tau(T_1) = -\frac{\Delta(\ln q_s)}{\Delta t}\Big|_{T=T_1},$$
(8.2b)

powtarza się dla kilku temperatur T (rys. 8.2a), a następnie wykreśla się zależność  $\tau(T)$ . Wyniki pomiarów wskazują, że zależność  $\tau(T)$  ma charakter arrheniusowski (rys. 8.2b) [8.7]:

$$\tau(T) = \tau_0 \exp\left(\frac{W_a}{kT}\right),\tag{8.3}$$

gdzie energia aktywacji  $W_a$  oraz stała  $\tau_0$  są wielkościami charakterystycznymi dla danego materiału. Wyznaczając kolejno  $\tau(T)$  dla kilku wyższych temperatur  $(T_2, T_3)$ , można na podstawie charakterystyki podanej zależnością (8.3) oszacować czas  $\tau$  dla interesującej nas temperatury  $T_1$  (pokojowej) przez ekstrapolację prostej  $\ln \tau(1/T)$  do właściwego przedziału (niższych) temperatur (rys. 8.2b).



Rys. 8.2. Wyznaczanie stałej czasu zaniku ładunku  $\tau(T_1)$  przez pomiar  $\tau$  w warunkach izotermicznych dla temperatur podwyższonych  $(T_2; T_3 > T_1)$  (a), ekstrapolacja zależności  $\tau(T)$  do temperatury  $T_1$  (b)

# 8.2.2. Wyznaczanie czasu zaniku ładunku metodą prądów termostymulowanych

Badanie procesów rozpraszania ładunku w warunkach temperatury zmieniającej się w funkcji czasu jest podstawowym zadaniem badań procesów termostymulowanych. W przypadku materiałów dielektrycznych badania przebiegów termostymulowanych można podzielić na badania prądów termostymulowanych, w tym prądów rozładowania (ang. TSDC – *Thermally Stimulated Discharge Current*) oraz termostymulowanego ładunku lub napięcia (TSQ). Podstawy techniki TSDC zostały przedstawione już w latach 1936 [8.16]. Od połowy lat 70. techniki te były często stosowane w badaniach procesów gromadzenia i uwalniania ładunku i to zarówno w dielektrykach, jak i półprzewodni-kach. Zasadniczą zaletą metod TSDC jest uzyskiwanie stosunkowo dużej ilości informacji o danym materiale w stosunkowo krótkim czasie. Duża liczba czynników wpływających na widmo TSD komplikuje interpretację otrzymanych krzywych. Teoriom, modelom oraz zastosowaniom metod termostymulowanych poświęcono wiele prac, w tym monografii [8.6, 8.9, 8.14, 8.32–8.35], opisujących ideę metody, najczęściej stosowane modele, jak również techniki eksperymentalne czy interpretacyjne.

Badania przebiegów termostymulowanych znalazły swe zastosowanie również w ocenie mechanizmu zaniku ładunku w materiałach dielektrycznych o długim czasie życia ładunku. Zainteresowanie tymi metodami wynikło głównie z możliwości znacznego skrócenia czasu wykonywania badań.

Modelowy przebieg TSDC przedstawiono na rysunku 8.3. Kształt krzywej oraz jej charakterystyczne cechy można określić przykładowo dla modelu dielektryka z polaryzacją wolnorelaksacyjną i względną przenikalnością elektryczną  $\varepsilon_r$  oraz skończoną konduktywnością  $\sigma$ . Na powierzchni próbki znajdującej się w temperaturze  $T_S$  w chwili t = 0 rozłożony jest ładunek o gęstości  $q_s(0)$ . Z powodu skończonej konduktywności dielektryka ( $\sigma > 0$ ) ładunek będzie neutralizowany na skutek przepływu prądu przewodnictwa, a jego gęstość  $q_s(t)$  będzie zależeć od czasu według zależności:

$$q_s(t)\Big|_{T=T_s} = -q_s(0) \exp\left[-\frac{t}{\tau_M(T_s)}\right],\tag{8.4}$$

w której  $q_s(0)$  jest gęstością ładunku w chwili t = 0,  $\tau_M(T_S) = \varepsilon_r \varepsilon_0 / \sigma(T_S)$  – makswellowską stałą czasu, będącą funkcją temperatury  $T_S$ .



Rys. 8.3. Przebieg gęstości prądu TSDC dla próbki dielektryka (a) i przebieg czasowy temperatury próbki (b). Zaznaczono temperatury piku  $T_M$  oraz połowy piku  $T_{1/2L}$  od strony niskich i  $T_{1/2H}$  od strony wysokich temperatur

W warunkach rozładowania termostymulowanego równanie (8.4) przyjmie postać:

$$q_{s}(t)\Big|_{T(t)} = -q_{s}(0) \exp\left\{-\int_{t_{0}}^{t} \frac{dt}{\tau_{M}[T(t)]}\right\},$$
(8.5)

gdzie *t*<sup>0</sup> jest czasem rozpoczęcia pomiaru prądu rozładowania TSDC.

Wyrażenie na gęstość prądu rozładowania zwartej próbki będzie mieć postać:

$$j = \frac{dq_{S}(t)}{dt} = -\frac{q_{S}(0)}{\tau_{M}[T(t)]} \left\{ -\int_{t_{0}}^{t} \frac{dt}{\tau_{M}[T(t)]} \right\}.$$
(8.6)

Zaniedbując zależność względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$  od temperatury i zakładając jedynie wykładniczą zależność konduktywności od temperatury, czyli:

$$\sigma = \sigma_{\infty} \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right),\tag{8.7}$$

gdzie  $\sigma_{\infty}$  jest stałą, można dla makswellowskiej stałej czasu napisać:

$$\tau_M(T) = \tau_{M0} \exp\left(\frac{W_a}{kT}\right),\tag{8.8}$$

gdzie  $W_a$  jest energią aktywacji konduktywności  $\sigma$ , zaś  $\tau_{M0}$  – stałą. Przyjmując dalej liniowy narost temperatury próbki w funkcji czasu, czyli:

$$\mathbf{T} = \mathbf{c} + \mathbf{b}\mathbf{t},\tag{8.9}$$

gdzie c jest stałą, b = dT/dt - szybkością narostu temperatury, wyrażenie (8.6) na gęstość prądu rozładowania próbki przyjmie postać:

$$j(T) = \frac{dq_s(0)}{\tau_{M0}} \exp\left[-\frac{W_a}{kT} - \frac{1}{b\tau_{M0}} \int_{T_0}^T \exp(-\frac{W_a}{kT}) dT\right].$$
 (8.10)

Zależność (8.10) wskazuje, że gęstość prądu j(T) osiąga wartość maksymalną w temperaturze  $T_M$  (rys. 8.3). Przyrównując do zera pochodną dj(T)/dT, można wyznaczyć temperaturę  $T_M$  oraz określić stałą  $\tau_{M0}$  z zależności:

$$\tau_{M0} = \frac{kT_M^2}{bW_a} \exp\left(-\frac{W_a}{kT_M}\right).$$
(8.11)

Jak wynika z zależności (8.11), dla wyznaczenia stałej  $\tau_{M0}$  niezbędna jest znajomość energii aktywacji procesu zaniku ładunku  $W_a$ . Przy założeniu relaksacji ładunku na skutek skończonej przewodności będzie to energia aktywacji konduktywności  $\sigma$ . Znajomość wartości  $\tau_{M0}$  pozwala z kolei oszacować stałą czasu zaniku ładunku  $\tau_M(T_s)$ w temperaturze przechowywania  $T_s$ .

Podobny kształt wyrażeń na wartość gęstości prądu rozładowania j(T) oraz stałej  $\tau_{M0}$  ( $\tau_0$ ) otrzymuje się dla innych mechanizmów rozpraszania ładunku lub zaniku polaryzacji, jeżeli zależą one w sposób podany zależnościami (8.4) i (8.8).

W powyższych rozważaniach wzięto pod uwagę pojedynczy mechanizm rozładowania. W rzeczywistości, w każdym materiale występuje wiele różnych mechanizmów fizycznych o różnych czasach relaksacji, które dają wyraźne składowe do obserwowanych pików prądowych. Wzajemne nakładanie się pików powoduje, że rzeczywiste termogramy dla prądów TSDC są bardziej skomplikowane w stosunku do opisanego zależnością (8.10). Przykładowy termogram TSDC dla poliamidowej folii KaptonHR<sup>®</sup> [8.29] przedstawiono na rysunku 8.4.

Ocena czasu życia ładunku wymaga znalezienia procesu (odpowiadającego mu piku prądowego) odpowiedzialnego za jego zanik. Zwykle czas życia (relaksacji) elektretu ocenia się na podstawie położenia (temperatury maksimum) i energii aktywacji piku

występującego w najwyższych temperaturach, tj. dla piku ładunkowego. Algorytmy procedur umożliwiające izolowanie poszczególnych pików, jak również określenie ich natury można znaleźć w licznych publikacjach czy monografiach [np. 8.6, 8.34]. Zakładając występowanie jednego procesu relaksacji ładunku (izolowany pik prądowy), ocenę czasu życia ładunku można przeprowadzić w oparciu o przedstawione wyżej wyrażenia.

Jak wynika z zależności (8.8) i (8.11), do wyznaczenia czasu relaksacji homoładunku konieczna jest znajomość energii aktywacji procesu depolaryzacji ładunku  $W_a$ . Wartość energii  $W_a$  można określić na podstawie kształtu przebiegu TSDC (charakterystycznych punktów), korzystając z zależności przybliżonych. Jedną z możliwości wyznaczenia energii aktywacji  $W_a$  daje zależność Luščika [8.11]:

$$W_a = \frac{0.967kT_M^2}{T_{1/2H} - T_M},$$
(8.12)

w której  $T_{1/2H}$  jest temperaturą powyżej  $T_M$  (po przekroczeniu maksimum prądu TSDC). W temperaturze tej gęstość prądu rozładowania elektretu j(T) osiąga połowę wartości maksymalnej, tzn.  $j[T = T_{1/2H}] = 0.5j(T_M)$ .



Rys. 8.4. Przebieg prądu TSD dla folii PI (Kapton HN<sup>®</sup> 25  $\mu$ m) polaryzowanej ulotem (trioda powietrzna) gdy:  $U_g = -1500$  V,  $t_u = 30$  min,  $T_u = 423$  K, użyto próbki z elektrodą Al, szybkość podnoszenia temperatury b = 0.05 K/s [8.29]

Podstawiając do wyrażenia (8.8) zależności (8.12) i (8.11), otrzymuje się dla elektretu w temperaturze  $T_s$  wyrażenie:

$$\tau(T_S) = \frac{T_{1/2H} - T_M}{0,976b} \exp\left[\frac{0,976T_M^2 \left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T_M}\right)}{T_{1/2H} - T_M}\right].$$
(8.13)

Jeżeli w miejsce zależności (8.12) wprowadzić przybliżony wzór Grossweinera [8.12]:

$$W_a = \frac{1.41kT_{1/2L}T_M}{T_M - T_{1/2L}},$$
(8.14)

przy czym  $T_{1/2L}$  jest temperaturą poniżej  $T_M$  (przy naroście prądu przed maksimum), w której gęstość prądu rozładowania j(T) osiąga połowę wartości maksymalnej, tj.  $j(T_{1/2L}) = 0.5j(T_M)$ , otrzymuje się [8.15]:

$$\tau(T_S) = \frac{T_M(T_M - T_{1/2L})}{1,41bT_{1/2L}} \exp\left[\frac{1,41T_M T_{1/2L} \left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T_M}\right)}{T_M - T_{1/2L}}\right].$$
(8.15)

Zależności (8.13) i (8.15) wskazują, że dla wyznaczenia czasu życia  $\tau(T_S)$  niezbędna jest znajomość temperatur  $T_M$  i  $T_{1/2L/H}$  dla dobrze wykształconego piku (homoładunkowego) krzywej TSDC. Charakterystyczne punkty na krzywej TSDC, umożliwiające oszacowanie  $\tau(T_S)$  na podstawie zależności (8.13) i (8.15), przedstawiono również na rysunku 8.3.

### 8.2.3. Układ pomiarowy do badań prądów termostymulowanych (TSDC)

Schemat blokowy typowego układu pomiarowego do badań TSDC na próbkach folii polimerowych przedstawiono na rysunku 8.5. Układ powinien umożliwić nagrzewanie (podczas analizy) oraz chłodzenie (po zakończeniu polaryzacji) próbki dielektryka według zadanego czasowego przebiegu temperatury. W skład układu pomiarowego wchodzi komora pomiarowa z próbką badanego materiału wyposażoną w elektrody E1 i E2. Próbka jest dociśnieta warstwa izolacyjną do bloku miedzianego, którego temperatura jest utrzymywana za pomocą grzejnika sterowanego regulatorem temperatury. Temperatura bloku, utożsamiana z temperaturą próbki, jest mierzona niezależnie za pomocą miernika temperatury, zaś prąd resorpcji (rozładowania) za pomocą miernika pradu (elektrometru). Sygnały temperatury oraz prądu są przekazywane na rejestrator X-Y lub na przetwornik analogowo-cyfrowy w komputerze. Komora pomiarowa powinna zapewnić możliwość kontrolowania temperatury z minimalnym gradientem na grubości próbki oraz pomiar prądu rozładowania o niewielkiej gęstości (rzędu pojedynczych pA/cm<sup>2</sup>) bez zakłóceń. Regulator temperatury powinien zapewnić liniowy narost temperatury z zadaną szybkością (parametr b w wyrażeniu (8.9)) oraz w zadanym zakresie temperatur. W przypadku materiałów elektretowych (o długim czasie relaksacji) analizę TSDC prowadzi się zwykle w temperaturach wyższych od pokojowej. Ze względu na niskie wartości prądu TSDC (zwykle na poziomie od kilku do kilkudziesięciu pikoamperów) jako miernik prądu stosuje się elektrometr.



Rys. 8.5. Schemat blokowy układu pomiarowego do badań TSDC na próbkach folii polimerowych

Pomiar TSDC wymaga wcześniejszego pobudzenia, tj. polaryzacji próbki. Najczęściej stosuje się polaryzację termoelektretową (w temperaturach podwyższonych) lub ulot wysokiego napięcia (zwykle w temperaturze pokojowej) [8.6, 8.7, 8.8, 8.34]. Do pobudzenia (polaryzacji) próbek wykorzystuje się zasilacz wysokiego napięcia stałego. Etapy polaryzacji oraz analizy określone są położeniem przełącznika absorpcja–resorpcja (abs.–res.). W przypadku polaryzacji termoelektretowej próbkę podgrzewa się do określonej temperatury polaryzacji  $T_{pol}$  i włącza napięcie pomiędzy elektrody E1 i E2 – przełącznik (abs.–res.) w pozycji "absorpcja". Po spolaryzowaniu próbki, tzn. po upłynięciu czasu polaryzacji  $t_{pol}$ , próbkę schładza się w polu elektrycznym do żądanej temperatury, np. pokojowej  $T_R$ , po czym wyłącza napięcie  $U_{pol}$  (rys. 8.6). Analizę prądu TSDC prowadzi się podczas podgrzewania próbki z zachowaniem stałego narostu temperatury, w warunkach zwarcia elektrod E1 i E2 przez miernik prądu, tj. dla przełącznika ustawionego w pozycji "resorpcja".

Przykład stanowiska do badań przebiegów TSDC oraz wnętrze komory pomiarowej do badań na próbkach folii polimerowych przedstawiono na rysunku 8.7.

Aby uniknąć wpływu prądów powierzchniowych na prąd rozładowania pochodzący od ładunku zgromadzonego w próbce, można zastosować układ trójelektrodowy. Analiza TSDC może być również prowadzona z zastosowaniem "elektrody blokującej", tj. elektrody z wprowadzoną szczeliną powietrzną o znanej grubości. Tego rodzaju układ stosuje się zwłaszcza przy pobudzaniu próbek ulotem wysokiego napięcia.



Rys. 8.6. Diagram temperaturowo-czasowy dla pomiaru TSDC w warunkach termoelektretowego pobudzania próbki



Rys. 8.7. Przykład stanowiska do badań prądów TSDC na próbkach folii polimerowych: a) ogólny widok stanowiska pomiarowego: 1 – osłona komory pomiarowej, 2 – blok zasilania, 3 – regulator i programator temperatury, 4 – miernik prądu – elektrometr, b) szczegóły układu elektrod w wnętrzu komory pomiarowej: 1 – próbka, 2 – elektroda prądowa (górna), 3 – wyprowadzenie elektrody napięciowej (dolnej), 4 – izolacja elektrody napięciowej, 5 – blok grzejny, 6 – osłona miedziana – bocznik cieplny

## 8.2.4. Wyznaczanie czasu zaniku ładunku metodą termostymulowanego ładunku (TSQ) (termostymulowanego napięcia)

Przyjmując, że w warunkach rozładowania termo stymulowanego, gęstość ładunku  $q_s(t)$  będzie określona równaniem (8.5), można je, po wprowadzeniu współczynnika

$$\alpha_{t} = \frac{\tau_{M}[T(t)]}{\tau_{M}(T_{S})}, \qquad (8.16)$$

sprowadzić do postaci:

$$q_{s}(t) = -q_{s}(0) \exp\left\{-\frac{1}{\tau_{M}(T_{S})}\int_{t_{0}}^{t}\frac{dt}{\alpha_{t}[T(t)]}\right\}.$$
(8.17)

Dla liniowego narostu temperatury z szybkością b = dT/dt wyrażenie (8.17) można przekształcić do postaci:

$$q_{s}(t) = -q_{s}(0) \exp\left\{\frac{1}{b} \frac{-1}{\tau_{M}(T_{s})} \int_{T_{0}}^{T} \frac{dt}{\alpha_{t}[T(t)]}\right\},$$
(8.18)

przy czym  $T_0$  jest temperaturą początku rozładowania TSQ (odpowiada momentowi  $t_0$ ). Wprowadzając do wyrażenia (8.18) czas zredukowany określony zależnością:

$$t^* = \left(\frac{1}{b}\right)_{T_0}^T \frac{dt}{\alpha_t[T(t)]},\tag{8.19}$$

otrzymujemy wyrażenie:

$$q_s(t) = -q_s(0) \exp\left[-\frac{t^*}{\tau_M(T_S)}\right].$$
(8.20)

Wprowadzenie czasu zredukowanego  $t^*$  sprowadza do jednakowej postaci wyrażenia (8.20) i (8.4), uzyskane odpowiednio dla izo- i nieizotermicznego rozładowania elektretu. Przyjmując zależność  $\tau_{\Lambda\Lambda}(T)$  zadaną równaniem (8.18), po zastosowaniu aproksymacji podanej przez Turnhouta [8.6] dla temperaturowej zależności gęstości ładunku otrzymuje się ostatecznie:

$$q_s(T) = -q_s(T_0) \exp\left[\frac{-kT^2}{b\tau_{M0}W_a} \exp(-\frac{W_a}{kT_M})\right].$$
(8.21)



Rys. 8.8. Przebieg krzywej rozładowania TSQ (a). zmian temperatury próbki w czasie pomiaru (b)

Wyrażenie (8.21) opisuje krzywą o charakterze malejącym, mającą punkt przegięcia w temperaturze  $T_B$  (rys. 8.8).

Przedstawiony wyżej model dotyczył przypadku występowania pojedynczego, termicznie aktywowanego procesu relaksacji z jedną energią aktywacji. Obserwowane w praktyce przebiegi mogą odbiegać znacznie od przebiegu przedstawionego na rysunku 8.8 zarówno z powodu występowania rozkładu czasów relaksacji  $\tau_{M0}$  jak i ich energii aktywacji W. Przykładowe zależności otrzymane dla folii PI (Kapton HN<sup>®</sup>) przedstawiono na rysunku 8.9.

Ocenę czasu życia (czasu relaksacji) ładunku na podstawie badań krzywych TSQ można przeprowadzić, zakładając, że gęstość mierzonego wypadkowego ładunku elektretu określona jest wyłącznie homoładunkiem (heteroładunek zanika zwykle w niższych temperaturach). Przyjmując założenia poczynione przy wyprowadzaniu zależności (8.21), do oceny czasu życia można wykorzystać charakterystyczne punkty krzywej TSQ.

Jednym z punktów charakterystycznych jest temperatura półzaniku  $T_{1/2}$ , dla której:

$$\frac{q_s(T_{1/2})}{q_s(0)} = \frac{1}{2},\tag{8.22}$$

gdzie  $q_s(0) = q_s(T_0)$ .



Rys. 8.9. Przebieg TSQ dla próbki folii PI (Kapton HN<sup>®</sup>) otrzymany w przypadku polaryzacji ulotem (trioda powietrzna) napięcia siatki  $U_g = -2000$  V,  $t_u = 30$  min,  $T_u = 423$  K), szybkości nagrzewania b = 0.085 K/s [8.29]

Łącząc wyrażenia (8.20) i (8.22), otrzymuje się zależność wiążącą czas zredukowany z makswellowskim czasem relaksacji: Rozdział 8

$$t^*(T_{1/2}) = 0,69 \ \tau_M(T_S).$$
 (8.23)

Dalsze przekształcenie z uwzględnieniem zależności (8.19) prowadzi do równania:

$$\tau_M(T_S) = \left(\frac{1.44}{b}\right)_{T_0}^{T_{1/2}} \frac{dt}{\alpha_t[T(t)]},$$
(8.24)

Zależność (8.24) wiąże czas relaksacji homoładunku w ustalonej temperaturze  $T_s$  (pokojowej) z temperaturą półzaniku ładunku  $T_{1/2}$ .

Przyjmując dalej, że czas relaksacji homoładunku może być opisany wzorem Froelicha (zależność 8.8), wyrażenie pod całką w równaniu (8.24) można aproksymować zależnością:

$$\int_{T_0}^{T_{1/2}} \frac{dt}{\alpha_t[T(t)]} = \int_{T_0}^{T_{1/2}} \exp\left(-\frac{W_a}{k}\right) \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{1/2}}\right) dT = kT_{1/2}^2 \exp\left(-\frac{W_a}{k}\right) \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{1/2}}\right), \quad (8.25)$$

w której  $W_a$  jest energią aktywacji procesu rozładowania homoładunku, k – stałą Boltzmana.

Podstawiając powyższą zależność do wyrażenia (8.24), otrzymuje się ostatecznie [8.10]:

$$\tau(T_S) = 1.44 \frac{kT_{1/2}^2}{bW} \exp\left(-\frac{W_a}{k}\right) \left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T_{1/2}}\right).$$
(8.26)

Zależność (8.26) wskazuje, że określenie stałej czasu rozładowania homoładunku  $\tau(T_s)$  wymaga znajomości energii aktywacji  $W_a$  procesu rozładowania elektretu, temperatury półzaniku  $T_{1/2}$  oraz szybkości nagrzewania b. Energię aktywacji  $W_a$ można wyznaczyć na podstawie przebiegu krzywej  $q_s(T)$  [8.15], korzystając z zależności:

$$W_{a} = \frac{kT_{B}^{2}}{bq_{s}(T_{B})} \frac{dq_{s}(T)}{dT} \Big|_{T=T_{B}} .$$
(8.27)

Analiza zależności (8.23) wykazuje, że temperatura  $T_B$ , w której występuje punkt przegięcia na krzywej  $q_s(T)$  różni się od temperatury półzaniku ładunku  $T_{1/2}$ . Korzystając ze znajomości temperatury  $T_{1/2}$ , energię aktywacji  $W_a$  można wyznaczyć z zależności:

$$W_a = \frac{1.44kT_{1/2}^2}{bq_s(T_{1/2})} \frac{dq_s(T)}{dT} \Big|_{T=T_{1/2}} .$$
(8.28)

176

Jeżeli znana jest temperatura  $T_E$ , w której:

$$\frac{q_s(T_E)}{q_s(0)} = \frac{1}{e},$$
(8.29)

gdzie *e* jest podstawą logarytmu naturalnego, wówczas zależność (8.26) można przekształcić do postaci [8.15]:

$$\tau(T_S) = \frac{kT_E^2}{bW} \exp\left(-\frac{W_a}{k}\right) \left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T_E}\right).$$
(8.30)

Charakterystyczne punkty temperaturowe umożliwiające wyznaczenie czasu  $\tau(T_S)$  zaznaczono na rysunku 8.8.

### 8.2.5. Układ pomiarowy do badania termostymulowanego ładunku (TSQ)

Stanowisko do badań TSQ na materiałach elastycznych (rys. 8.10) umożliwia wstępną polaryzację próbek metodą powietrznej triody. Próbka badanego materiału (1) wyposażona w elastyczną elektrodę (2) jest umieszczona pod elektrodą siatkowa (3). Nad elektroda siatkowa (3) znajduje się ostrzowa elektroda ulotowa (4). Elektroda (2) jest akustycznie (przez słup powietrza) sprzężona z membraną głośnika (5). Geometrię układu elektrod utrzymuje zestaw ceramicznych izolatorów (pierścieni dystansowych) (6). Całość umieszczona jest w komorze temperaturowej (7), której czasowy profil temperatury kontroluje regulator (8). Do pomiaru temperatury całości wykorzystano miernik (9). Stanowisko umożliwia wstępną elektryzację próbek oraz pomiar TSQ. Jeżeli przełączniki W<sub>1</sub>, W<sub>2</sub>, W<sub>3</sub> (sprzężone) znajdują się w pozycji E, układ elektrod zasilany jest napięciem ulotowym  $U_u$  z zasilacza (16), a siatka napięciem  $U_s$  z regulowanego źródła wysokiego napięcia stałego (17), co umożliwia elektryzację próbki metodą powietrznej triody. Jeżeli przełączniki W<sub>1</sub>, W<sub>2</sub>, W<sub>3</sub> znajdują się w pozycji P, układ umożliwia wykonanie pomiaru napięcia zastępczego próbki (1) metodą kompensacyjna. Pomiar napiecia zastepczego próbki  $U_z$  wymaga zasilenia głośnika (5) z generatora napięcia zmiennego (10) napięciem wywołującym wymaganą amplitudę drgań próbki (1). Napięcie kompensujące  $U_k$  podawane jest na elektrodę (2) z zasilacza napięcia stałego (12) i mierzone woltomierzem (13). Sygnał błędu (braku kompensacji) ma charakter napięcia zmiennego i podawany jest z elektrody siatkowej (3) na woltomierz napięcia zmiennego (14). Dla usunięcia z elektrody (3) składowej stałej połączono ją z ziemią za pomocą rezystora upływu  $R_{\mu}$  (15). Jako woltomierz (14) można zastosować nanowoltomierz selektywny, umożliwiający znaczne wytłumienie sygnałów zakłócających. Widok stanowiska pomiarowego oraz szczegóły układu elektrod do pomiaru napięcia zastępczego przedstawiono na rysunku 8.11.

Metoda TSQ wykorzystywana bywa zwłaszcza do badań materiałów o małej przewodności cieplnej i długim czasie relaksacji ładunku (tkaniny z włókien syntetycznych, włókniny, tworzywa spienione itp.) [8.47, 8.50].



Rys. 8.10. Schemat ideowy stanowiska do badań TSQ na próbkach materiałów elastycznych



Rys. 8.11. Stanowisko do badań TSQ na próbkach materiałów elastycznych; a) widok ogólny: 1 – osłona komory temperaturowej, 2 – regulator temperatury, 3 – głośnik, 4 – generator akustyczny, 5 – nanowoltomierz selektywny, 6 – zasilacz regulowany wysokiego napięcia stałego; b) szczegółowy układ elektrod: 7 – dolna elektroda próbki (membrana), 8 – elektroda siatkowa, 9 – zespół izolatorów (wsporniki elektrody ulotowej), 10 – pierścień dociskowy, 11 – izolator przepustowy

# 8.2.6. Uwagi do badań procesów zaniku ładunku z długimi czasami relaksacji

Wyrażenia (8.13), (8.15) oraz (8.26) wskazują, że spełnienie ich założeń stwarza możliwość oszacowania w stosunkowo krótkim czasie trwania eksperymentu (określonym czasem nagrzewania od temperatury  $T_0$  do temperatury całkowitego rozładowania próbki, tj. powyżej  $T_M$ ) czasu relaksacji  $\tau(T_S)$  dla elektretu utrzymywanego w temperaturze  $T_S$ . Badania doświadczalne wskazują jednak na występowanie następujących trudności w wykorzystaniu tych zależności:

- w dielektryku rzeczywistym zachodzi na ogół więcej niż jeden proces determinujący zanik ładunku i to o różnej naturze (piki homo- i heteroładunkowe);
- wobec dość szerokiego spektrum procesów relaksacyjnych występujących w stosowanych dielektrykach należy się liczyć z możliwością ich kolejnego uruchamiania w miarę podwyższania temperatury;
- niemożność jednoznacznego określenia energii aktywacji W<sub>a</sub> procesu charakteryzującego zanik ładunku w określonej temperaturze.

Ponieważ dla materiałów z długimi czasami relaksacji istotna jest na ogół stabilność ładunku, ze względu na wymienione wyżej problemy stabilność tę charakteryzuje się zwykle nie za pomocą czasu relaksacji (życia), lecz za pomocą temperatur półzaniku  $T_{1/2}$  lub położenia maksimum piku ładunkowego  $T_M$ .

# 8.3. Badanie charakterystyk zaniku ładunku dla materiałów o średnim czasie relaksacji

Badanie charakterystyk zaniku dla materiałów o średnim czasie relaksacji, tzn. mieszczącym się w zakresie 10–10<sup>5</sup> s, wykonuje się na ogół w warunkach izotermicznych. Badania prowadzi się zarówno ze względów poznawczych, jak i technicznych, porównawczych. W każdym przypadku istotnymi czynnikami wpływającymi na przebieg procesu relaksacji ładunku i ostatecznie na kształt charakterystyki jego zaniku są warunki wstępnego ładowania próbek oraz ich rozładowania. Warunki te określają właściwości elektrod, metodę czy sposób elektryzacji, parametry elektryzacji i rozładowania, jak również właściwości atmosfery, w której wykonywany jest pomiar.

## 8.3.1. Metoda wirującej próbki

Przetwarzanie relatywnie wolno zmieniającej się gęstości ładunku badanego (wprowadzonego na próbki na etapie wstępnej elektryzacji) na zmienne napięcie mierzone [8.24] odbywa się metodą wirującej próbki i za pomocą podstawowego układu pomiarowego (rys. 8.12). Próbki badanego materiału P są zamontowane na metalowej, uziemionej tarczy T napędzanej silnikiem S i wirują nad elektrodą ulotową EU oraz pomiarową EP. Elektroda ulotowa EU jest wykonana w formie ostrza lub cienkiej struny (o średnicy 0,03–0,10 mm) dołączonej do zasilacza wysokiego napięcia stałego ZWN. Do elektrody pomiarowej EP dołączony jest woltomierz napięcia zmiennego V,
stanowiący dla niej obciążenie  $R_V$ ,  $C_T$ . Elektryzacja próbek ulotem wysokiego napięcia zachodzi w sposób impulsowy i ma miejsce podczas ich przesuwania przez obszar wyładowań wokół elektrody ulotowej EU. Elektryzacja prowadzona jest przez określony czas ulotu  $t_u$  oraz przy określonej wartości i polarności napięcia ulotu  $U_u$ . Po upłynięciu czasu elektryzacji (formowania)  $t_u$  napięcie  $U_u$  na elektrodzie ulotowej jest wyłączane. Rozpoczyna się drugi etap pomiaru, w którym wprowadzony ładunek zaczyna zanikać. Przesuwanie się kolejnych próbek (zwykle 1–6) nad elektrodą pomiarową EP prowadzi do indukowania na niej zmiennego w czasie ładunku i napięcia o amplitudzie proporcjonalnej do ładunku na próbce. Układ umożliwia zatem ciągły pomiar i rejestrację napięcia indukowanego na elektrodzie pomiarowej tak w czasie elektryzacji, jak i po jej zakończeniu.



Rys. 8.12. Schemat podstawowego układu do pomiaru charakterystyk zaniku ładunku metodą wirującej próbki;  $R_{\nu}$ ,  $C_T$  – zastępcza rezystancja i zastępcza pojemność wejściowa woltomierza

Wartość składowej zmiennej napięcia  $U_{\omega}$  na elektrodzie pomiarowej EP jest mierzona woltomierzem V lub sczytywana za pomocą odpowiedniej karty do pamięci komputera. Składową stałą napięcia indukowanego na elektrodzie pomiarowej można usunąć, włączając woltomierz poprzez kondensator sprzęgający. Stosowany w układzie elektryzacyjnym zasilacz wysokiego napięcia ZWN, powinien dostarczać regulowane napięcie stałe w zakresie –10 kV–+10 kV. Całość może mieć kontrolowaną atmosferę (wilgotność oraz temperaturę). Fotografię wewnętrznej części opracowanego przez autora przyrządu typu MRS-04 przedstawiono na rysunku 8.13.

Kształt uzyskiwanego przebiegu napięcia na elektrodzie pomiarowej ogólnie jest niesinusoidalny. Częstotliwość podstawowej harmonicznej f napięcia mierzonego  $U_{\omega}$  określona jest zależnością:

$$f = \frac{nm}{60},\tag{8.31}$$

w której m jest ilością próbek umieszczonych na tarczy, n - prędkością obrotową w obr/min. Częstotliwość f na ogół nie przekracza 300 Hz.



Rys. 8.13. Przyrząd MRS-04 do badań charakterystyk zaniku ładunku metodą wirującej próbki. Widok po zdjęciu pokrywy górnej: 1 – obudowa z silnikiem, 2 – oś do mocowania tarcz z próbką. 3 – elektroda ulotowa, 4 – elektroda pomiarowa

Wartość amplitudy składowej zmiennej napięcia indukowanego na elektrodzie pomiarowej wiążą z gęstością ładunku wprowadzonego na próbkę  $q_s$  zależności podobne jak dla młynka polowego (punkt 7.4.1). W sytuacji, kiedy obciążenie elektrody pomiarowej ma charakter czysto pojemnościowy, tzn. kiedy spełniony jest warunek  $\omega^2 R_V^2 C_T^2 \gg 1$ , amplituda napięcia na elektrodzie pomiarowej  $U_{\omega}$  nie zależy od częstotliwości sygnału  $f = \omega/2\pi$  i jest związana z gęstością ładunku na próbce  $q_s$  przybliżoną zależnością:

$$U_{\omega} = \frac{q_s s}{2C_T \left(1 + \varepsilon_r \frac{l}{d}\right)},\tag{8.32}$$

w której pojemność  $C_T$  jest sumą pojemności wejściowej miernika napięcia, pojemności kabli wejściowych, pojemności elektrody pomiarowej do otoczenia i ewentualnie pojemności dodatkowej, s – powierzchnią elektrody pomiarowej (w rozwiązaniach konstrukcyjnych powierzchnia próbki jest zwykle równa powierzchni elektrody pomiarowej), l – grubością szczeliny powietrznej między elektrodą pomiarową a próbką w momencie, gdy jedna znajduje się nad drugą, d – grubością próbki,  $\varepsilon_r$  – wartością jej względnej przenikalności elektrycznej.

W przypadku pomiaru napięcia zastępczego  $U_z$ , przekształcenie wyrażenia (8.32), przy zachowaniu nierówności  $\omega^2 R_V^2 C_T^2 \gg 1$  i przy założeniu  $d \ll l$ , prowadzi do zależności wiążącej je z napięciem zmiennym:

$$U_{\omega} = \frac{U_z s \varepsilon_0}{2C_T l} = K U_z . \tag{8.33}$$

Jeżeli w miejsce próbek wprowadzi się metalowe elektrody wzorcowe, przy zachowaniu odległości od powierzchni elektrody pomiarowej równej l oraz o tych samych powierzchniach co powierzchnie próbki, to po spolaryzowaniu ich napięciem stałym o wartości  $U_P$  zaobserwuje się wystąpienie na elektrodzie pomiarowej napięcia zmiennego o wartości amplitudy  $U_{\omega P}$ . Znajomość obydwu napięć oraz wykorzystanie zależności:

$$\frac{U_P}{U_{\rho P}} = \frac{2C_T l}{s\varepsilon_0} = \frac{1}{K},$$
(8.34)

umożliwia wyznaczenie wartości stałej K wiążącej napięcia  $U_{\omega}$  i  $U_z$  w zależności (8.33) oraz jednocześnie wyskalowanie toru pomiaru napięcia. Wyrażenie (8.33) wskazuje na hiperboliczną zależność składowej zmiennej  $U_{\omega s}$  która jest funkcją odległości powierzchni próbki od powierzchnia elektrody pomiarowej *l*. Przedstawiony na rysunku 8.14 przykład zależności  $U_{\omega}(1/l)$  otrzymanej doświadczalnie potwierdza zależność teoretyczną z dokładnością wskazań stosowanego woltomierza i pomiaru grubości szczeliny *l*.



Rys. 8.14. Zależność  $U_{ab}(1/l)$  otrzymana dla przyrządu z wirującymi próbkami po wprowadzeniu w ich miejsce tarczy wzorcującej na potencjale  $U_P = 200$  V i 500 V. Częstotliwość przetwarzania f = 270 Hz. Pomiar wykonano woltomierzem analogowym o impedancji wejściowej 3 MΩ/50 pF

W wielu wypadkach, zwłaszcza przy ocenie materiałów, najbardziej interesującym parametrem jest czas zaniku napięcia (ładunku) do określonej części wartości początkowej, zaś wartość i znak napięcia jest drugorzędny. W takiej sytuacji nie ma potrzeby skalowania toru pomiaru napięcia. Ponieważ dla określonego rozwiązania konstrukcyjnego układu z wirującą próbką, wartości napięcia początkowego  $U_{\alpha}(0)$  na elektrodzie pomiarowej, jak pokazuje doświadczenie, nie zmieniają się w zbyt szerokich granicach, układ do pomiaru czasu zaniku można zautomatyzować [8.36].

W układzie przedstawionym na rysunku 8.12 bezpośrednie pomiary napięcia na elektrodzie pomiarowej  $U_{\omega}$  pozwalają jedynie na wyznaczenie modułu gęstości ładunku  $q_s$  lub napięcia zastępczego  $U_z$ . Znak ładunku naniesionego podczas formowania (elektryzacji metodą ulotową) określony jest jednoznacznie polarnością elektrody ulotowej. W przypadku wykonywania pomiarów na próbkach elektryzowanych innymi metodami, np. tarciową, określenie wartości i znaku ładunku lub napięcia zastępczego umożliwia zastosowanie kompensacyjnej metody pomiaru napięcia. Układ pomiarowy z wirującą próbką, w którym wykorzystano metodę kompensacyjną, przedstawiono na rysunku 8.15.

Układ przedstawiony na rysunku 8.15 działa w sposób zbliżony do przedstawionego na rysunku 8.12. Zasadnicza różnica polega na wprowadzeniu dodatkowego źródła pola elektrycznego (regulowany zasilacz wysokiego napięcia wytwarzający napięcie  $U_B$ ), które kompensuje pole elektryczne w szczelinie powietrznej pomiędzy próbką a elektrodą pomiarową, wytwarzane przez naelektryzowane próbki. Pole wypadkowe indukuje na elektrodzie pomiarowej napięcie przemienne, mierzone zewnętrznym woltomierzem. Wartość pola wypadkowego określona jest zależnością (4.34). Pomiar napięcia zastępczego próbki polega na takim dobraniu wartości i znaku napięcia polaryzującego elektrodę kompensacyjną  $U_B$ , aby miernik napięcia wskazywał zero. W takiej sytuacji natężenie pola elektrycznego w szczelinie jest równe zeru i zgodnie z zależnością (4.34) napięcie zastępcze próbki  $U_z = -U_B$ .



Rys. 8.15. Schemat układu z wirującą próbką, w którym wykorzystano kompensacyjną metodę pomiaru napięcia zastępczego

W układzie z wirującą próbką próbki ładowane są impulsowo w chwili, gdy wchodzą w "pole widzenia" elektrody ulotowej. Układ ładowania przedstawiony na rysunku 8.12. jest układem silnie nieliniowym i jako jeden z najprostszych nie pozwala na spolaryzowanie próbki do z góry zadanej wartości napięcia zastępczego  $U_z$  lub gęstości ładunku  $q_s$ . Nieliniowość układu ładowania określona jest właściwościami wyładowczymi układu ostrze (struna)–płyta. Oprócz nieliniowości charakterystyk prądowonapięciowych  $I_u(U_u)$  wyładowania rozpoczynają się po przekroczeniu napięcia progowego  $U_T$ . Typową zależność  $I_u(U_u)$  obserwowaną dla układu wyładowczego stosowanego w rozwiązaniu pokazanym na rysunkach 8.12. i 8.15 przy braku próbek na tarczy obrotowej, przedstawiono na rysunku 8.16. Wprowadzenie próbek łączy się z obniżeniem wartości prądu  $I_u$ , którego wartość zwykle nie przekracza poziomu 50 µA.



Rys. 8.16. Charakterystyka  $I_u(U_u)$  dla układu wyładowczego stosowanego w przyrządzie

przedstawionym na rys. 8.9. Elektroda ulotowa w formie pojedynczego ostrza o promieniu 30 mm. Grubość szczeliny powietrznej ostrze–tarcza l = 20 mm

W przedstawionych wyżej układach pomiarowych parametrami kontrolującymi warunki ulotu oraz proces ładowania próbek jest znak i wartość napięcia polaryzującego elektrodę ulotową  $U_u$  oraz czas ładowania  $t_u$ . Jakkolwiek kontrolę gęstości ładunku nanoszonego w trakcie wstępnej elektryzacji próbek umożliwia wprowadzenie układu triody powietrznej [8.37–8.40], to nie znalazł on jednak zastosowania w standartowych badaniach charakterystyk zaniku ładunku. Widok kompletnego układu do badania charakterystyk zaniku ładunku metodą wirującej próbki przedstawiono na rysunku 8.17.

Jednym z problemów występujących w układzie z wirującą próbką są pomiary bardzo małych napięć i (lub) ładunków. Istotne stają się wówczas szumy generowane przez niestabilny kontakt między wirującą tarczą z próbkami a masą przyrządu, w obecności niewielkiego, ale różnego od zera, napięcia kontaktowego. Wspomniane problemy występują jednak dla napięć zastępczych rzędu kilku woltów i nabierają szczególnego znaczenia w przypadku konstrukcji mierników pól (podrozdz. 7.4). W szczególnych przypadkach jako środek zaradczy stosuje się szczotki uziemiające oś podtrzymującą tarczę z próbkami bądź zanurzenie jej dolnej powierzchni w uziemionym pojemniku z rtęcią.



Rys. 8.17. Widok układu do badania krzywych zaniku ładunku metodą wirującej próbki [8.47]: 1 – część przetwarzająca z wirującymi próbkami (przyrząd MRS-04), 2 – woltomierz napięcia zmiennego z interfejsem, 3 – zasilacz regulowany wysokiego napięcia stałego, 4 – komputer do rejestracji danych

Ze względu na fakt, że źródłem napięcia indukowanego na elektrodzie pomiarowej może być kilka próbek, w trakcie pomiaru następuje uśrednienie wyników pomiaru napięcia (gęstości ładunku) zarówno po ilości próbek, jak i po powierzchni każdej z nich.

### 8.3.2. Metoda wirującej elektrody pomiarowej

Zasadniczą wadą metody przedstawionej w rozdziale 8.3.1 jest konieczność preparowania próbek. Uniemożliwia to wykonywanie pomiarów na gotowych obiektach lub wymaga ich zniszczenia w celu pobrania próbek. Innym rozwiązaniem, pozbawionym tej wady, jest metoda z wirującą elektrodą pomiarową [8.22, 8.23], której zasadę działania zilustrowano na rysunku 8.18. Wirująca tarcza pomiarowa (1) oraz ekranująca (2) zamocowane są za pomocą izolatora (3) na osi silnika (4). Tarcze wykonano z jednostronnie metalizowanego laminatu w sposób przedstawiony na rysunkach 8.18b i c. Napięcie indukowane na elektrodzie pomiarowej (5), przez ładunek na próbce (powierzchni) (6) jest podawane przez styki ślizgowe (7) i (8) na przedwzmacniacz (9). Cały układ napędowy przymocowany jest za pomocą tarczy nośnej (10) do obudowy (11) zamkniętej z dołu stopką (12). Na osi otworu w stopce (12) na tarczy (10) zamocowano układ ostrzy koronujących (13) ekranowanych ekranem (14). Dla pełnego ekranowania elektrod pomiarowych (5) tarcze (1) i (2) wyposażono w dodatkowe ekrany (15) połączone z masą przyrządu.



Rys. 8.18. Przekrój głowicy elektryzacyjno-pomiarowej do badań charakterystyk zaniku ładunku (a) oraz szkic tarczy pomiarowej (b) i ekranującej (c) [8.23]

Podczas pomiaru stopkę (12) głowicy umieszcza się na powierzchni badanego obiektu (6). Pomiędzy próbkę (6) a elektrody ulotowe (13) okresowo wprowadzana jest przesłona składająca się z tarcz (1) i (2). W momencie, gdy tarcza ekranująca całkowicie zasłania elektrody ulotowe, w "pole widzenia" próbki wchodzi elektroda pomiarowa (5), na której indukuje się ładunek proporcjonalny do ładunku wprowadzonego na powierzchnię (6). Schemat pełnego układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 8.19.

Wytwarzane przez próbkę (P) pole elektryczne wnika przez otwór w stopce (S) głowicy elektryzacyjno-pomiarowej, indukując na obracającej się elektrodzie pomiarowej (EP) zmienne napięcie pomiarowe. Napięcie to, po wzmocnieniu w przedwzmacniaczu (PW) o wysokiej impedancji wejściowej, jest wzmacniane we wzmacniaczu zasadniczym (W) i poddane detekcji fazowej w detektorze (D) w celu określenia znaku mierzonego ładunku. Po wyprostowaniu napięcie stałe mierzone jest woltomierzem (V). Sygnał synchronizacji dla detektora fazowego jest uzyskiwany ze



Rys. 8.19. Schemat blokowy pełnego układu pomiarowego z głowicą elektryzacyjno-pomiarową

wzmacniacza (WSS) sterowanego z przetwornika optoelektronicznego, współpracującego z dodatkową tarczą umieszczoną na osi silnika (M). Wstępna elektryzacja badanej powierzchni za pomocą ulotu wysokiego napięcia występuje w momentach, kiedy "widzi" ją elektroda koronująca (EK), zasilana z zewnętrznego zasilacza wysokiego napięcia (ZWN). Zasilacz (ZWN) umożliwia podanie na określony czas  $t_u$  (czas elektryzacji) wymaganego napięcia  $U_u$  (0–10 kV) obu polarności. Całość jest zasilana z zasilacza sieciowego (ZS). Kompletny zestaw pomiarowy typu EZ-83 zawierający opisaną wyżej głowicę elektryzacyjno-pomiarową, przedstawiono na rysunku 8.20.



Rys. 8.20. Zestaw z głowicą elektryzacyjno-pomiarową (EZ-83) do badań charakterystyk zaniku potencjału: 1 – głowica elektryzacyjno-pomiarowa, 2 – panel pomiarowy, 3 – zasilacz regulowany wysokiego napięcia stałego z wyłącznikiem czasowym

#### 8.3.3. Metody z zastosowaniem mierników natężenia pola

Omówione wcześniej mierniki pola elektrycznego z przetwarzaniem (młynki polowe) można wykorzystać do wyznaczania charakterystyk zaniku ładunku w warunkach izotermicznych (na ogół w temperaturze pokojowej) dla dielektryków o średnich czasach relaksacji. Schematy podstawowych układów pomiarowych przedstawiono na rysunkach 8.21-8.24. Metody różnią się procedurami pomiaru oraz sposobem wstępnej elektryzacji próbek. W układzie pokazanym na rysunku 8.21 wstępną elektryzację próbki P przeprowadza sie metoda ulotowa za pomoca elektrody ostrzowej EU dołączonej poprzez wyłącznik W1 do zasilacza wysokiego napięcia stałego ZWN. Podczas elektryzacji próbka jest dociśnieta do przewodzacego stolika SP i znajduje się pod elektroda EU zasilana napieciem ulotu  $U_{\mu}$ . Po zakończeniu procesu elektryzacji, tj. po upłynięciu czasu  $t_u$  i otwarciu wyłącznika wysokiego napięcia W1, próbka przesuwana jest (ręcznie lub automatycznie) w obszar pomiaru natężenia pola MP (pod miernik pola lub sondę potencjałowa), przetwarzając natężenie pola elektrycznego w szczelinie pomiędzy próbką a sondą na proporcjonalny sygnał napięciowy rejestrowany analogowo (rejestratory x-t) lub cyfrowo. Czas przesuwania próbki (łącznie ze stolikiem) mieści się zwykle w zakresie 10-20 ms. Sposób ułożenia próbki oraz wymagania dotyczące własności elektrycznych stolika precyzuje norma PN-E-05201:1992 [8.28].



Rys. 8.21. Schemat układu pomiarowego do badania charakterystyki zaniku ładunku zgodnie z normą PN-E-05201:1992 [8.28]

Układ pomiarowy z nieruchomą próbką i przesuwanym zespołem elektrody ulotowej [8.17] przedstawiono na rysunku 8.22. Płasko-równoległa próbka dielektryka P jest przymocowana do uziemionego stolika SP w sposób umożliwiający jej kontakt elektryczny na całej powierzchni (jak na rysunku) lub tylko na obwodzie (stolik przyjmuje wówczas formę pojemnika cylindrycznego). Nad powierzchnią próbki umieszczona jest suwliwie elektroda ulotowa EU. Elektroda EU jest umieszczona na podstawie izolacyjnej PI i zasilana w czasie  $t_u$  wysokim napięciem stałym o wartości  $U_u$ z zasilacza wysokiego napięcia ZWN. Po upływie czasu elektryzacji  $t_u$  i wyłączeniu wyłącznikiem W1 napięcia  $U_u$ , układ elektrody ulotowej EU jest przesuwany w sposób umożliwiający wejście w "pole widzenia" miernika pola MP powierzchni naelektryzowanej próbki P. Ponieważ miernik pola jest ekranowany ekranem E pokrywającym zespół elektrody ulotowej, może być on włączony również podczas procesu elektryzacji próbki. Umożliwia to precyzyjną obserwację zmian wartości napięcia zastępczego w początkowej fazie jego zaniku.



Rys. 8.22. Schemat układu pomiarowego do badania charakterystyki zaniku ładunku zgodnie z normą brytyjską BS 7506, Part 2, 1996

Ze względu na możliwość precyzyjnego określenia początku lub końca procesu ładowania próbki, szeroko stosowane są metody z indukcyjnym ich ładowaniem [8.18, 8.19, 8.21]. Typowy układ pomiarowy z indukcyjną elektryzacją próbek przedstawiono na rysunku 8.23. Próbka dielektryka zaopatrzona jest w układ elektrod koncentrycznych (elektrodę kołową i pierścieniową) umieszczonych na tej samej powierzchni. Próbka może być umieszczona na uziemionej elektrodzie bądź na dielektrycznej podstawie (płycie), co w oczywisty sposób wpływa na rozkład pola w próbce, rozpływ prądów powierzchniowych i objętościowych, a ostatecznie na kształt krzywej zaniku wprowadzonego ładunku.



Rys. 8.23. Schemat układu pomiarowego do badania charakterystyki zaniku ładunku ze wstępną elektryzacja próbki za pomocą indukcji elektrycznej zgodnie z normą brytyjską BS 7506, Part 2, 1996

W układzie z rysunku 8.23 elektryzacja próbek rozpoczyna się w momencie zamknięcia wyłącznika W1. Miernik pola pokazuje wówczas wartość maksymalną. Po zakończeniu procesu elektryzacji wyłącznik W1 ulega rozwarciu i ładunek zaczyna zanikać w sposób charakterystyczny dla danego materiału i zależny od sposobu lub drogi jego rozpływu. Na sposób rozpływu można wpływać poprzez zmianę podłączenia elektrod E1, E2 i E3. W miejscu elektrody E3 może się znajdować przekładka (podstawa dielektryczna). Wyłączniki W2 i W3 umożliwiają zbadanie charakterystyk zaniku w różnych warunkach rozpływu prądu rozładowania.



Rys. 8.24. Układ do badania charakterystyki zaniku ładunku na foliach, ze wstępnym ładowaniem próbek metodą indukcyjną [8.18]

Schemat uproszczonego układu pomiarowego do badań charakterystyk zaniku ładunku na foliach, z indukcyjnym ładowaniem próbki, przedstawiono na rysunku 8.24. Próbka badanej folii P jest rozpięta miedzy dwoma rolkami, tj. izolowanymi, ekwipotencjalnymi elektrodami R. Całość otoczona jest ekranem elektrostatycznym E z otworem, na przeciwko którego zamocowano miernik pola MP. Podczas wstępnej elektryzacji próbki elektrody R są dołączane za pomocą przełącznika W1 do źródła wysokiego napięcia stałego ZWN. Na skutek skończonej rezystywności materiału folii, po upłynięciu czasu elektryzacji  $t_p$  następuje naładowanie częściowe lub całkowite pojemności folia P–ekran E. Znajdujący się na potencjale ziemi miernik pola MP wskazuje wówczas maksymalną wartość pola w szczelinie próbki P. Po naładowaniu próbki P elektrody R są uziemiane i miernik pola MP rejestruje czasowe zmiany natężenia pola w funkcji czasu. Pozwalają one otrzymać charakterystykę zaniku ładunku dla badanej folii.

Mierniki pola znajdują zastosowanie również w układach wykorzystujących inne metody ładowania badanych próbek, np. ładowanie tarciem [8.17, 8.27, 8.28].

Przedstawione wyżej rozwiązania stosowane są głównie do badań materiałów ze średnimi czasami zaniku ładunku (materiały antystatyczne). Ograniczenie od strony krótkich czasów wynika głównie ze stałej czasowej mierników pola, która dla większości typowych młynków polowych jest nie mniejsza niż 50 ms. Od strony długich czasów ograniczeniem jest dopuszczalny czas trwania eksperymentu oraz stabilność czasowa parametrów stosowanego miernika pola.

Należy podkreślić, że w przedstawionych układach można wykorzystać jedynie mierniki pola (bądź woltomierze elektrostatyczne) z przetwarzaniem, jako że tylko one zapewniają wystarczającą stabilność zera. Technika pomiaru wyklucza możliwość zastosowania przyrządów z układami próbkującymi (*sample & hold*). Ze względu na zjawisko płynięcia zera zastosowanie prostych sond indukcyjnych ograniczone jest tylko do pomiarów na materiałach z krótkim czasem relaksacji [8.19].

## 8.4. Badania na materiałach o krótkim czasie relaksacji

Badania obejmują pomiary gęstości ładunku lub napięcia zastępczego o czasie relaksacji lub tzw. czasie połowicznego zaniku, poniżej 10. Ze względu na stosunkowo krótki czas obserwacji zaniku ładunku, do jego pomiaru wykorzystuje się opisane w podrozdziale 4.2 sondy indukcyjne (zwłaszcza dla czasów relaksacji lub zaniku krótszych od ok. 100–200 ms) dołączone do wejścia wzmacniaczy szerokopasmowych (również stałoprądowych) o dużej impedancji wejściowej lub do elektrometrów (pracujących w układzie mierników ładunku albo napięcia). Zastosowanie sond indukcyjnych związane jest głównie z ich krótkim czasem odpowiedzi i niewielkim wpływem efektu dryftu zera dla krótkich czasów pomiaru. Proporcjonalny (do gęstości ładunku na obiekcie) sygnał napięciowy z sondy steruje poprzez wzmacniacz elektrometryczny oscyloskopem pamięciowym lub kartą komputera prowadzącego zapis napięć próbkowanych z określoną częstotliwością.

Istotnym elementem układu pomiarowego jest układ synchronizacji momentu wyzwalania podstawy czasu oscyloskopu lub procesu próbkowania, pomiaru i zapisu, z końcem okresu wstępnej polaryzacji próbki. Zapis sygnału z sondy może być jednak w określonych przypadkach prowadzony również podczas procesu elektryzacji, np. podczas elektryzacji metodą indukcyjną. W takiej sytuacji można uniknąć problemu związanego z synchronizacją. Wyłączanie pola polaryzującego w trakcie zapisu może się łączyć z generacją szybkich impulsów przejściowych, które mogą utrudnić zdejmowanie charakterystyki zaniku przy użyciu przetwornika A/C. Ponieważ zakresy czasów analizy zaniku ładunku, wchodzące w zakres zainteresowań szeroko pojętej elektrostatyki, nie są zwykle krótsze niż  $10^{-4}$  s, obecnie nie obserwuje się ograniczeń aparaturowych wynikających z szybkości zapisu.

W przypadku badań szybkich zmian natężenia pola zastosowanie układów z przetwarzaniem jest ograniczone stałą czasu zastosowanego integratora. Ponieważ częstotliwość przetwarzania jest na ogół nie większa niż 300 Hz, wspomniana stała czasu jest na poziomie co najmniej 30–50 ms.

Innym elementem, istotnym w czasie obserwacji szybkich zmian ładunku, jest konieczność zapewnienia jednoznacznego i powtarzalnego określenia momentu zakończenia elektryzacji wstępnej. Ostatni z warunków sugeruje jako najwygodniejszy sposób ładowania próbek metodę indukcji oraz metodę ulotową.

### 8.4.1. Metoda okresowego próbkowania

Impulsową metodę ładowania ulotem i pomiaru zaniku potencjału na próbkach z krótkim czasem zaniku przedstawiono m.in. w pracy [8.30]. Krzywą zaniku ładunku badano w oparciu o oscylogramy ciągu impulsów wytwarzanych przez naelektryzowaną próbkę podczas jej kolejnych obrotów i przejść nad elektrodą pomiarową (sondą). Szkic układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 8.25. Układ działa podobnie do układu opisanego w rozdziale 8.3.1. Podstawowa różnica leży w obszarze analizy sygnału, jak i elektryzacji próbki. W układzie przedstawionym na rysunku 8.25 pojedyncza próbka P, umieszczona na uziemionej, obrotowej i metalowej tarczy T, przemieszcza się kolejno pod elektrodą ulotową EU oraz sondą pomiarową S, rozmieszczonymi diametralnie w stosunku do osi tarczy. Sonda S dołączona jest do szybkiego wzmacniacza elektrometrycznego WE i dalej do wejścia Y oscyloskopu OSC. Elektroda ulotowa EU dołączona jest do generatora impulsów wysokiego napięcia GI. Zarówno generator GI, jak i podstawa czasu oscyloskopu są wyzwalane impulsem z układu wyzwalającego UIS, synchronizującego je z obrotami tarczy T.



Rys. 8.25. Schemat układu pomiarowego do wyznaczania charakterystyki zaniku ładunku metodą okresowego próbkowania



Rys. 8.26. Przebieg napięcia  $U_y$  indukowanego na sondzie S, obserwowanego na wyjściu wzmacniacza wstępnego WE

W opisanym układzie proces zaniku ładunku opisany jest zmianą wysokości impulsów napięcia występujących na sondzie S podczas kolejnych przejść próbki P nad sondą, obserwowaną po zakończeniu procesu elektryzacji ulotem. Charakterystykę zaniku ładunku tworzy obwiednia ciągu obserwowanych impulsów (rys. 8.26). W metodzie nie ma ciągłego pomiaru ładunku, jest on przetwarzany (próbkowany) przez elektrodę pomiarową (sondę indukcyjną) jedynie przez krótki czas z częstością równą częstości obrotów tarczy. Przyjmując wykładniczy charakter zmian gęstości ładunku w funkcji czasu wartość stałej czasu zaniku  $\tau$ , można wyznaczyć z zależności:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\ln \frac{U_{Y1}}{U_{Y2}}},$$
(8.35)

w której  $\tau_0 = 60/n$  [s] jest czasem jednego obrotu tarczy,  $U_{Y1}$ ,  $U_{Y2}$  są amplitudami impulsów napięcia  $U_Y$ , mierzonymi na elektrodzie pomiarowej przy kolejnych obrotach tarczy z próbką (rys. 8.25).

Przybliżoną wartość długości impulsu ładującego bądź impulsu napięcia indukowanego  $U_{Y}$ , (w sytuacji, kiedy środek próbki, środek sondy oraz ostrze elektrody indukcyjnej znajdują się w tej samej odległości od osi tarczy, tj. leżą na okręgu o średnicy  $D_2$ ) można wyznaczyć z zależności:

$$t_{iu} \cong \tau_0 \frac{D_1}{\pi D_2},\tag{8.36}$$

w której  $D_1$  jest średnicą próbki,  $D_2$  – odległością od osi sondy do osi próbki.

Pomiar czasu zaniku opisaną wyżej metodą wymaga zastosowania szybkiego rejestratora sygnału, np. w postaci oscyloskopu. Możliwości pomiarowe układu od strony krótkich czasów określa prędkość obrotowa tarczy. Przy zastosowaniu większej liczby jednakowych sond czas między kolejnymi impulsami próbkowania można zredukować do poziomu 1 ms.

### 8.4.2. Metoda pomiaru napięcia dla różnych czasów opóźnienia

W układzie przedstawionym na rysunku 8.25 elektroda ulotowa EU oraz sonda S umieszczone zostały diametralnie, tzn. kąt  $\alpha$  pomiędzy promieniami, na których znajdują się sonda S oraz elektroda ulotowa EU, wynosi  $\pi$  [rad]. Pomiar napięcia na obracającej się próbce następuje po czasie opóźnienia  $\tau_0$ , określonym wartością kąta pomiędzy elektrodą pomiarową a punktem, w którym kończy się elektryzacja. Jeżeli układ pomiarowy umożliwia zmianę kąta  $\alpha$ , np. na zmianę położenia sondy S lub punktu elektryzacji impulsowej, wówczas dla porównywalnych czasów  $\tau$  (stała czasu zaniku ładunku) i  $\tau_0$  (czas jednego obrotu tarczy), wartość średnia składowej zmiennej napięcia na sondzie  $U_{\alpha}$  będzie zależna od kąta  $\alpha$ . Pomiar wartości napięcia zmiennego na sondzie pozwala (przy poczynionym wyżej założeniu o wykładniczym charakterze krzywej zaniku ładunku) określić stałą czasu  $\tau z$  zależności:

$$\tau = \tau_0 \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2\pi} \frac{1}{\ln \frac{U_{\omega 1}}{U_{\omega 2}}},$$
(8.37)

w której  $U_{\omega l}$ ,  $U_{\omega 2}$  są wartościami średnimi napięcia mierzonymi przez sondę S dla kątów  $\alpha_1$  oraz  $\alpha_2$ . Oszacowania czasu zaniku w oparciu o wartości napięć zmierzonych dla dwóch różnych czasów rozładowania prowadzą do dużych niedokładności. Bardziej precyzyjny opis zjawiska zaniku ładunku oraz możliwość uzyskania wyższej dokładności pomiaru stałej czasu jego zaniku lub czasu półzaniku daje znajomość charakterystyki  $U_{\alpha}(\alpha)$ . Wartość stałej czasu zaniku  $\tau$  można wyznaczyć z nachylenia prostej aproksymującej otrzymaną zależność doświadczalną, przedstawioną w układzie współrzędnych z logarytmiczną skalą na osi mierzonego napięcia. Przyjmując eksponencjalny zanik ładunku, stałą czasu  $\tau$  można wyznaczyć z zależności:

$$\tau = \tau_0 \frac{\Delta \alpha}{2\pi \Delta \ln U_{\omega}},\tag{8.38}$$

w której  $\Delta \ln U_{\omega}$  jest zmianą wartości składowej zmiennej napięcia wyjściowego obserwowaną przy zmianie kąta  $\alpha$  (kąta ustawienia sondy i elektrody ulotowej) o  $\Delta \alpha$ .

Procedurę wyznaczania czasu  $\tau$  przedstawiono na rysunku 8.27, zaś przykład charakterystyki doświadczalnej otrzymanej dla typowego papieru kserograficznego elektryzowanego tarciem na rysunku 8.28. Zakres mierzonych stałych czasu zaniku można zmieniać przez zmianę prędkości wirowania tarczy, tj. czasu obrotu  $\tau_0$ .

Jeżeli w układzie (rys. 8.25) możliwa jest zmiana prędkości obrotowej tarczy n, wówczas dla przypadku diametralnego ustawienia punktów elektryzacji i pomiaru napięcia stałą czasu zaniku ładunku  $\tau$  można wyznaczyć z zależności:



Rys. 8.27. Wyznaczanie stałej czasu zaniku ładunku na podstawie zależności napięcia wyjściowego na sondzie  $\ln U_{\omega}$  od kąta obrotu  $\alpha$  pomiędzy punktami ładowania i pomiaru

$$\tau = \frac{30\left(\frac{1}{n_{\rm l}} - \frac{1}{n_{\rm 2}}\right)}{\ln\frac{U_{\omega 2}}{U_{\omega \rm l}}},$$
(8.39)

w której  $U_{\omega l}$ ,  $U_{\omega 2}$  są napięciami mierzonymi przez sondę (S) dla różnych prędkości obrotowych tarczy  $n_1$  oraz  $n_2$  [obr/min].

Opisane metody, których podstawę stanowi badanie wpływu zmiany kąta  $\alpha$  oraz prędkości obrotowej *n* na wartość napięcia zmiennego mierzonego na elektrodzie (sondzie), umożliwiają wyznaczenie stałej czasu  $\tau$  w warunkach ciągłej elektryzacji próbki, np. ulot przy napięciu stałym, i wymagają zastosowania jedynie woltomierza napięcia zmiennego małej częstotliwości.





### 8.4.3. Metoda okna polowego

Jedną z metod oceny szybkości zmian gęstości ładunku podczas ładowania próbek badanego materiału jest metoda okna polowego [8.19, 8.43, 8.44]. Polega ona na zastosowaniu indukcyjnego ładowania próbki przy ciągłej obserwacji krzywej zaniku ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej. Schemat układu pomiarowego, przeznaczonego do badania charakterystyk zaniku ładunku na tkaninach, przedstawiono na rysunku 8.29.

Próbka badanego materiału P jest zamocowana na uziemionym pierścieniu U i umieszczona pomiędzy elektrodami indukcyjną elektryzującą EI i pomiarową miernika natężenia pola MP, w pewnej odległości od każdej z nich. Elektroda pomiarowa miernika pola MP jest na potencjale ziemi. Krzywą zaniku otrzymuje się na podstawie ciągłego pomiaru ładunku indukowanego na elektrodzie pomiarowej bądź natężenia pola elektrycznego mierzonego w szczelinie powietrznej przez miernik MP. Pole elektryczne w szczelinie pochodzi od dwóch źródeł i składa się na nie pole wytwarzane między miernikiem MP (elektrodą pomiarową) a elektrodą indukcyjną EI, zasilaną z zasilacza wysokiego napięcia stałego ZWN, oraz pole pochodzące od ładunku groRozdział 8

madzącego się na powierzchni próbki P. Ładunek na próbce P dopływa do niej z ziemi, na skutek skończonej rezystywności materiału próbki oraz różnicy potencjałów, występujących pomiędzy jej środkiem a uziemionym pierścieniem U tuż po włączeniu pola elektrycznego, normalnego do powierzchni próbki. W miarę narastania w czasie ładunek ten kompensuje pole od elektrody indukcyjnej EI występujące w szczelinie pomiędzy próbką a miernikiem pola MP.



Rys. 8.29. Schemat układu pomiarowego przeznaczonego do badania charakterystyk zaniku ładunku metodą okna polowego [8.43]

Próbka P tworzy zatem "okno" lub "częściowo transparentny ekran elektrostatyczny", przez który przenika pole wytwarzane w obszarze pomiędzy elektrodą indukcyjną EI a miernikiem pola MP.

Proces zaniku pola mierzonego przez miernik MP obserwuje się od momentu przyłożenia skoku potencjału (czas narostu napięcia polaryzacyjnego winien być mniejszy od 30 µs) do elektrody EI, tj. po zamknięciu wyłącznika W1. Możliwość precyzyjnego określenia początku procesu polaryzacji pozwala dobrze określić początek procesu zaniku ładunku, jak również synchronizować nim zapis natężenia pola mierzonego przez MP (indukowanego ładunku) [8.20, 8.44].

W skład pełnego układu pomiarowego (rys. 8.30), przeznaczonego do badania tkanin, a działającego w oparciu o przytoczoną wyżej zasadę [8.48] wchodzi zespół elektrody pomiarowej (1), zasilacz napięcia polaryzacyjnego z wyłącznikiem wysokiego napięcia (2), wzmacniacz ładunkowy (3) oraz mikroprocesorowy układ sterowania i rejestracji ładunku (4). Próbka badanej tkaniny (5) jest rozpięta na uziemionym metalowym pierścieniu i oparta na uziemionej pierścieniowej elektrodzie wsporczej, wewnątrz której znajduje się elektroda polaryzująca. Obie elektrody (niewidoczne) znajdują się pod powierzchnią próbki. Zespół elektrod wraz z próbką zamontowane są na uziemionej podstawie (6). Przebieg zarejestrowany w pamięci rejestratora (4) może być wyświetlony na ekranie monitora współpracującego z komputerem lub przetworzony w innej formie wraz z wyznaczeniem czasu półzaniku ładunku na badanej próbce.



Rys. 8.30. Widok układu pomiarowego przeznaczonego do badania krzywych zaniku ładunku metodą okna polowego na tkaninach [8.48]: 1 – zespól elektrody pomiarowej, 2 – zasilacz napięcia polaryzującego (MPS-1200), 3 – wzmacniacz ładunku (MCA-2-200), 4 – układ sterująco-rejestrujący (MCU-800), 5 – próbka tkaniny rozpięta na uziemionym pierścieniu, 6 – uziemiona podstawa

Opracowany układ pomiarowy umożliwia rejestrację przebiegów o czasach półzaniku rzędu kilkunastu ms. Rozdzielczość pomiaru czasu, określona częstością próbkowania, jest równa 1 ms. Czas narostu napięcia na elektrodzie polaryzującej o wartości 1200 V jest krótszy od 30 µs [8.44].

# 8.5. Wpływ warunków elektryzacji oraz pomiaru na charakterystyki zaniku ładunku

Przebieg efektywnej gęstości ładunku  $q_s$  lub napięcia zastępczego  $U_{\underline{s}}(t)$  w funkcji czasu uwarunkowany jest procesami transportu ładunku we wnętrzu próbki i na jej powierzchni. Wszystkie czynniki decydujące o właściwościach objętościowych i powierzchniowych materiału będą jednocześnie wpływać na kształt charakterystyk zaniku ładunku dla wykonanych z niego próbek. Dodatkowym czynnikiem od którego zależą charakterystyki zaniku, jest sposób wstępnej elektryzacji próbek oraz określające go parametry. Wśród czynników najistotniejszych w procesie elektryzacji próbki oraz kształtowanie charakterystyki zaniku można wymienić m.in. temperaturę i wilgotność próbki i otaczającej ją atmosfery, stan oświetlenia czy napromieniowania powierzchni próbki [8.26, 8.33], rodzaj elektrod stosowanych podczas jej rozładowania [8.42], wartość natężenia pola podczas elektryzacji [8.31].

Jednym z najczęściej stosowanych procesów wstępnej elektryzacji próbek jest ulot wysokiego napięcia stałego. Badania wykonywane na dielektrykach stałych zarówno polarnych, jak i niepolarnych wykazują, że przebieg charakterystyk zaniku nie zależy w istotny sposób od czasu elektryzacji-ulotu  $t_u$ . Obserwowany ze wzrostem czasu  $t_u$  wzrost napięcia początkowego  $U_{z0}$  (na poziomie poniżej 10%) [8.45] wskazuje, że gęstość ładunku wprowadzonego na powierzchnię próbki osiąga stan nasycenia dla czasów krótszych od 1. Przykładowe charakterystyki otrzymane dla antystatyzowanego polietylenu (antystatyk powierzchniowo czynny) dla różnych czasów ulotu  $t_u$  przedstawiono na rysunku 8.31.



Rys. 8.31. Charakterystyki zaniku ładunku otrzymane dla antystatyzowanej folii PE 1% Polstat<sup>®</sup> o grubości 88 µm dla różnych czasów ulotu  $t_u$ . Warunki elektryzacji i pomiaru:  $U_u = +7$  kV, elektroda ulotowa, strunowa o średnicy 30 µm, elektroda tylna – "wstrzykująca", h = 46,5%, T = 24 °C,  $U_{z0} = +2000\pm100$  V

Należy podkreślić, że w przypadku znacznie dłuższych czasów ulotu mogą wystąpić na powierzchni próbki zmiany starzeniowe (wpływ silnie zjonizowanej atmosfery, ozonu, tlenków azotu) wpływające w bardziej widoczny sposób na kształt charakterystyk zaniku. Bardziej decydująca o kształcie charakterystyk zaniku jest wartość napięcia ulotu  $U_u$ . Na ogół wzrost napięcia ulotu  $U_u$  prowadzi do wolniejszego zaniku ładunku. Przykładowe charakterystyki  $U_z(t)$  otrzymane dla różnych  $U_u$  dla folii przedstawiono na rysunku 8.32.

Napięcie ulotu  $U_u$  ma również istotny wpływ na wartość napięcia początkowego  $U_{z0}$ . Po przekroczeniu charakterystycznego dla stosowanego układu wyładowczego napięcia progowego, zwykle na poziomie kilku kilowoltów, obserwuje się niemal liniową zależność napięcia  $U_{z0}(U_u)$  [8.45].

W kontekście stosowania różnych metod wstępnej elektryzacji próbek istotne staje się porównanie charakterystyk zaniku ładunku otrzymanych dla tych samych próbek dielektryków elektryzowanych różnymi metodami, np. ulotem oraz metodą indukcji.



Rys. 8.32. Charakterystyki zaniku ładunku otrzymane dla antystatyzowanej folii PE 1% Polstat<sup>®</sup> (por. rys. 8.23) dla różnych napięć ulotu  $U_u$ . Warunki elektryzacji ipomiaru:  $t_u = 10$  s, elektroda ulotowa strunowa o średnicy 30 µm, elektroda tylna, "wstrzykująca", h = 56%, T = 22 °C,  $U_{z0} =$  var.

Na rysunku 8.33. przedstawiono charakterystyki zaniku otrzymane dla materiału wykazującego rozpływ ładunku o charakterze głównie powierzchniowym (polietylen z dodatkiem antystatyka powierzchniowo czynnego PE: 1% Polstat<sup>®</sup>). Charakterystyki otrzymane przy elektryzacji metodą indukcji zdjęto dla takiej samej wartości  $U_{z0}$  jak przy elektryzacji ulotem. Podobne krzywe otrzymano również dla materiału z rozpływem ładunku, głównie przez objętość (PE z domieszką sadzy wagowo w ilości 35%) [8.47]. Podobny przebieg charakterystyk  $U_z(t)$ , zwłaszcza w początkowym okresie zmian napięcia  $U_z$ , pozwala traktować parametry czasowe, takie jak  $t_{0.5}$  czy  $\tau$ , wyznaczone dla różnych metod elektryzacji, jako równorzędne.

Czynniki środowiskowe mogą w znaczny sposób zmienić kształt charakterystyki zaniku ładunku. Przykład wpływu wilgotności powietrza, w którym próbkę kondycjonowano i badano, przedstawiono dla tworzywa hydrofilnego, w którym zanik ładunku zachodzi w znacznym stopniu na skutek przewodnictwa powierzchniowego (tworzywo domieszkowane antystatykiem powierzchniowo czynnym), na rysunku 8.34. W przypadku tworzyw hydrofilnych wilgotność względna atmosfery ma zasadniczy wpływ na szybkość zaniku ładunku i kształt krzywej zaniku, zwłaszcza dla wilgotności względnej powietrza powyżej 50%.

W przypadku materiałów hydrofobowych wpływ wilgotności atmosfery jest zdecydowanie mniejszy.



Rys. 8.33. Krzywe zaniku  $U_z(t)$  otrzymane dla próbki PE: 1% Polstat<sup>®</sup> o grubości 88 µm, elektryzowanej metodami ulotową oraz indukcji. Warunki elektryzacji:  $U_u = +9 \text{ kV}, t_u = 10 \text{ s}, U_{z0} = +2800\pm100 \text{ V},$  elektroda tylna, "wstrzykująca"



Rys. 8.34. Wpływ względnej wilgotności powietrza *h* na charakterystyki  $U_z(t)$  otrzymane dla próbki PE: 1% Polstat<sup>®</sup> o grubości 88 µm, elektryzowanej metodą ulotową. Warunki pomiaru:  $U_u = +7$  kV,  $t_u = 100$  s, T = 24 °C, elektroda tylna, "wstrzykująca"

Innymi czynnikami mogącymi wpłynąć w istotny sposób na przebieg charakterystyki zaniku ładunku jest temperatura oraz promieniowanie ultrafioletowe [8.46, 8.47]. Wpływ temperatury zaznacza się szczególnie silnie w przypadku materiałów z długimi czasami zaniku ładunku, wykazującymi stosunkowo wysokie wartości energii aktywacji procesu relaksacji (polaryzacji wolno-relaksacyjnej czy konduktywności)  $W_a$ . Wykładnicza zależność szybkości zaniku ładunku od temperatury jest wykorzystywana do przyśpieszenia badań krzywych zaniku (patrz rozdz.. 8.2, wyrażenie (8.8)) i występuje bez względu na sposób wstępnej elektryzacji próbek. Przykład zależności czasu półzaniku ładunku  $t_{0.5}$  od temperatury dla próbek folii poliestrowej PET przedstawiono na rysunku 8.35. Krzywe wykreślono we współrzędnych Arrheniusa, a ich widoczna liniowość wskazuje na aktywowany termicznie proces zaniku ładunku.



Rys. 8.35. Zależność czasu półzaniku ładunku  $t_{0,5}$  od odwrotności temperatury dla próbki folii polietylenowo-tereftalanowej (PET) formowanej termo elektretowo;  $W_a = 1,4-1,5$  eV

Wpływ promieniowania ilustruje rodzina krzywych zaniku otrzymana metodą wirującej próbki dla próbek folii polipropylenowej (rys. 8.36). Pomiary krzywych, jak również naświetlenie promieniowaniem UV wykonano w podwyższonej temperaturze (ok. 100 °C), w trakcie wstępnej elektryzacji próbek ulotem wysokiego napięcia. Pod wpływem promieniowania kształt krzywych ulega istotnym zmianom. Zmiany dotyczą zarówno napięcia zastępczego  $U_{z0}$ , jak i parametru czasowego  $t_{0,5}$ . Obydwa parametry nie wykazują jednak zmian monotonicznych, co wskazuje na złożoność procesu starzenia folii pod wpływem promieniowania UV.

Szybkość zaniku ładunku wprowadzonego do objętości lub na powierzchnię dielektryka może być silnie zależna również od warunków rozładowania próbki. Warunki rozładowania określają m.in. właściwości elektrody tylnej lub bocznej znajdującej się na potencjale ziemi i umożliwiającej odprowadzenie do niej ładunku wprowadzonego



Rys. 8.36. Krzywe zaniku napięcia zastępczego dla kondensatorowej folii polipropylenowej (Bollore) o grubości 12 µm, poddanej działaniu promieniowania UV w temperaturze  $T_P = 378$  K w czasie  $t_r = 0-3000$ . Warunki elektryzacji ulotem  $U_u = +8.0$  kV,  $t_u = 60$  s

podczas elektryzacji próbki. Przykład wyników pomiarów wykonanych na tej samej próbce dla identycznych warunków elektryzacji, ale różnych właściwości elektrod (tylnej/bocznej), przedstawiono na rysunku 8.37.

Analizę wpływu sposobu mocowania próbki bądź właściwości elektrody tylnej/bocznej na krzywe zaniku ładunku przeprowadzono z wykorzystaniem modeli przedstawione na rysunku 8.38 oraz przy założeniu rozpływ ładunku w próbce ma wyłącznie objętościowy charakter [8.42]. Przyjęto, że w chwili początkowej, tuż po zakończeniu procesu elektryzacji wstępnej, ładunek próbki jest rozłożony równomiernie na powierzchni o promieniu  $r_1$ . W trakcie rozładowania ładunek może przemieszczać się w kierunku normalnym do powierzchni próbki, tj. do elektrody tylnej, "wstrzykującej" (rys. 8.38a), w kierunku stycznym do powierzchni próbki, tj. do elektrody bocznej (rys. 8.38b), oraz w sposób bardziej złożony, tj. z elektrodą blokującą (rys. 8.38c).

Analiza układów zastępczych dla modelu próbek prowadzi do ogólnej zależności:

$$\tau_N < \tau_P < \tau_{EB},\tag{8.40}$$

w której  $\tau_N$ ,  $\tau_P$ ,  $\tau_{EB}$  są stałymi czasu zaniku ładunku wyznaczonymi dla elektrod tylnej "wstrzykującej", bocznej "wstrzykującej" oraz tylnej "blokującej". Przybliżone relacje pomiędzy wartościami określonych wyżej stałych czasu zaniku ładunku są następujące:



Rys. 8.37. Przebiegi krzywych zaniku ładunku dla tkaniny z poliamidowo-polipropylenowej z aperturą. Warunki elektryzacji ulotem wysokiego napięcia:  $U_u = +7,0$  kV,  $t_u = 180$  s, pomiar w powietrzu o temperaturze T = 23,5 °C i wilgotności względnej h = 71%



Rys. 8.38. Modele układów rozładowania próbki materiału o skończonej rezystywności skrośnej  $\rho_{\nu}$ , z ładunkiem naniesionym na powierzchnię o promieniu  $r_1$ : a) elektroda tylna, "wstrzykująca", b) elektroda boczna, "wstrzykująca", c) elektroda tylna, "blokująca"

$$\frac{\tau_P}{\tau_N} \approx \frac{1}{\pi \varepsilon_r} \frac{r_1}{d}, \qquad (8.41a)$$

$$\frac{\tau_{EB}}{\tau_N} \approx \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{d^2} , \qquad (8.41b)$$

$$\frac{\tau_{EB}}{\tau_P} \approx \frac{\pi \varepsilon_r}{2} \frac{r_1}{d}, \qquad (8.41c)$$

gdzie d jest grubością próbki badanego materiału,  $\varepsilon_r$  – jego względną przenikalnością elektryczną.

Dokumenty normalizacyjne dotyczące oceny materiałów czy wyrobów na podstawie badań charakterystyk zaniku ładunku wyszczególniają jedynie przypadki określone na rysunkach 8.37 i 8.38 mianem elektrody "wstrzykującej" i "bocznej" [np. 8.44]. Doświadczenie pokazuje, że w przypadku elektrody tylnej "blokującej" swobodny przepływ ładunku przez interfazę elektroda–próbka szybkość zaniku ładunku może się znacznie zmniejszyć, a charakteryzujące ją parametry czasowe ( $t_{0,5}$  czy  $\tau$ ) mogą wzrosnąć nawet o rząd wielkości [8.42, 8.45].

### Literatura

- [8.1] KANAZAWA K.K., BATRA I.P., WINTLE H.J., Decay of surface Potential in Insulators. J. Appl. Phys. Vol. 43, No. 2, 1972, 719–720.
- [8.2] WINTLE H.J., Surface-Charge Decay in Insulators with Non-constant Mobility and with Deep Trapping. J. Appl. Phys., Vol. 43, 1972, 2927–2930.
- [8.3] MORENO R.A., GROSS B., Measurement of potential buildup and decay, surface charge density, and charging currents of corona-charged polymer foil electrets, J. Appl. Phys, Vol. 47, 1976, 3397–3402.
- [8.4] von SEGGERN H., WEST J.E., Stabilization of positive charge in fluorinated ethylene propylene copolymer. J. Appl. Phys., Vol. 55, No. 7, 1984, 2754–2757.
- [8.5] CHUDLEICH P.W., Charge transport through a polymer foil, J. Appl. Phys., Vol. 48, No.11, 1977, 4591–4596.
- [8.6] Van TURNHOUT J., *Thermally stimulated discharge of polymer electrets*, Ph.D. Thesis, Leiden, 1972.
- [8.7] HILCZER B., MAŁECKI J., Elektrety i piezopolimery, PWN, Warszawa, 1992.
- [8.8] SESSLER G.M., *Electrets*, Topics in Applied Physics, Vol. 33, Springer Verlag, Berlin, 1980.
- [8.9] VIERTOPRAKHOV V. N., SALMAN E.G., Termostimulirovannye toki v neorganičeskich veščestvach, Izd. Nauka, Novosibirsk, 1979.
- [8.10] BADIAN L., ŁOWKIS B., MOTYL E., GUBAŃSKI A., Zastosowanie metod termostymulowanej depolaryzacji i siły termoelektrycznej do badania dielektryków. Etap II. Badania wkładek mikrofonowych, Raport Politechniki Wrocławskiej nr I-7/R-221/78, Wrocław. 1978.
- [8.11] LUŠČIK C.B., K teorii termičeskogo vysvečivanija, Dokl. Akademii Nauk SSSR, Vol. 101, 1955, 641.

204

- [8.12] GROSSWEINER L.I., A note on the analysis of first order glow curves, J. Appl. Phys., Vol. 24, 1953, 1306.
- [8.13] COLLINS R.E., Production and Application of Long Life Electrets, Prop. IREE, Oct. 1973, 381.
- [8.14] VIERTOPRACHOV V.N., SALMAN E.G., *Termostimulirovannye toki v neorganičeskich veščestvach*, Kuznecov F.A. (red.), Izd. Nauka, Novosibirsk, 1979.
- [8.15] ŁOWKIS B., MOTYL E., Investigation of the organic electrets lifetime, Materials Science, Vol. VII, No. 2–3, 1981, 251–255.
- [8.16] FREI H., GROETZINGER G., The Electrical Energy Released in Melting Waxes. Phys. Z., Vol. 37, 1936, 720–724.
- [8.17] British Standard BS 7506, Methods for Measurements in Electrostatics. Part 2. Test methods. BSI, 1999.
- [8.18] British Standard BS 2782, Plastics, Part 2. Electrical properties, Method 250A, Antistatic behaviour of film. Charge decay method, BSI, 1976.
- [8.19] British Standard BS 2782, Plastics, Part2. Electrical properties, Method 250C, Antistatic behaviour of film. Field window metod, BSI, 1976.
- [8.20] ZAWADZKA-MICHALAK L., Ocena właściwości elektrostatycznych plaskich wyrobów włókienniczych na podstawie pomiarów czasu półzaniku ładunku, Miedzynarodowe Sympozjum "Elektryzacja a bezpieczeństwo stosowania wyrobów włókienniczych", Łódź-Arturówek, wrzesień 1994, 179-192.
- [8.21] US Federal Test Standard, FTS 101C, Method 4046.1, 8 Oct., 1982.
- [8.22] KACPRZYK R., Głowica elektryzacyjno-pomiarowa do badań gęstości ładunku i czasu półzaniku, Pomiary, Automatyka, Kontrola, nr 5, 1984, 132–134.
- [8.23] KACPRZYK R., Patent PL Nr 226149, 07.08.1980.
- [8.24] KACPRZYK R., Badania elektrostatycznych właściwości dielektryków metodą wirującej próbki, Pomiary, Automatyka, Kontrola, nr 3, 1984, 72–75.
- [8.25] GOST 16185-70. Metod opredielenija elektrostaticeskich svojstv, 1970.
- [8.26] GUBAŃSKI S. M., KACPRZYK R., ZUBEL Z., A new approach to ageing studies of polymeric foils, Proc. of the 5th Int. Symp. on High Voltage Engineering, Technical University Braunschweig, Braunschweig, Aug. 1987, 24–28.
- [8.27] DIN 53486, VDE Bestimmungen fur elektrische Prufungen von Isolierstoffen. Baurteilung des elektrostatischen Verhaltens.
- [8.28] Polska Norma PN-E-05201:1992, Ochrona przed elektrycznością statyczną. Metody oceny zagrożeń wywołanych elektryzacją materiałów dielektrycznych stałych.
- [8.29] KACPRZYK R., ŁOWKIS B., BUGAJSKI M., Ocena czasu życia elektretów foliowych, Prace Naukowe Instytutu Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej Nr 34, Seria Konferencje Nr 10, 1998, 281–283.
- [8.30] DAVIES D. K., Trapped Charges on Dielectrics, Nature, Vol. 203, 1964, 290–291.
- [8.31] SONNOSTINE T.J., PERLMAN M.M., Surface potential decay in insulators with field dependent mobility and injection efficiency, J. Appl. Phys., Vol. 46, 1975, 3975–3981.
- [8.32] YUSUFUKU S., Application of Thermal Analysis Techniques to Appraisal and Quality Control in Japan, IEEE Electrical Insulation Magazine, Nr 1, Vol. 6, 1990, 24–33.
- [8.33] LUŠČEJKIN G.A., Polimernye elektrety, Izd. Chimia, Moskva, 1976.
- [8.34] MOTYL E., Zastosowanie metod prądów termostymulowanej depolaryzacji do oceny własności niektórych materiałów elektroizolacyjnych, Rozprawa doktorska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 1975.
- [8.35] SUH K. S., TANAKA J., DAMON D., What is TSC? IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 8, No.6, 1992, 13–20.

#### Rozdział 8

- [8.36] KACPRZYK R., Uklad do badania czasu półzaniku dielektryków stałych, Przegląd Elektrotechniczny, nr 3, 1976, 293–295.
- [8.37] GIACOMETTI J.A., LEAL FEREIRA G.F., GROSS B., A Summary of Corona Methods, Proc. 6th Int. Symp. on Electrets, ISE 6, 1–3 Sept. 1988, the Qeen's College, Oxford, England, Ed. D.K. Das-Gupta, 1988, 87–91.
- [8.38] LEAL FEREIRA G.F., CHINAGLIA D.L., GIACOMETTI J.A., OLIVEIRA O.N. Corona triode current-voltage characteristics: on effects possibly caused by the electronic component, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 26, 1993, 628–633.
- [8.39] GIACOMETTI J.A., CAMPOS J.S., Constant Current Corona Triode with Bias Grid Voltage Control, Proc. 6th Int. Symp. on Electrets, ISE 6, 1–3 Sept. 1988, the Qeen's College, Oxford, England, Ed. D.K. Das-Gupta, 1988, 404–408.
- [8.40] FUJIBAYASHI K., MATSUI M., WATANABE T., MURASAKI N., Distribution of Corona Ion Current Passed Through a Grid Electrode, Proc. IEJ-ESA Joint Symp. Electrostatics (2000), 25– 26 Sept. 2000, Kyodai Kaikan, Kyoto, Japan, 2000, 147–154.
- [8.41] LEAL FEREIRA G.F., FIGUEIREDO M.T., Corona Charging of Electrets, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol. 27, No. 4, 1992, 719–738.
- [8.42] KACPRZYK R., Influence of the discharge conditions on discharge characteristics, J. Electrostatics, Vol. 68, 2010, 190–195.
- [8.43] HAASE J., LOEBEL W., Elektrostatische Sicherheit von Schutz-klaidung und ihre Pr
  üfung, ITB Vliesstoffe, Technische Textilien, No. 3, 1995, 6–12.
- [8.44] European Standard EN 1149-3, Protective clothing Electrostatic properties Part 3: Test methods for measurement of charge decay, 2002.
- [8.45] WRZASKOWSKI J., Analiza porównawcza metod i wyników badań szybkości zaniku ładunku, Praca magisterska, Politechnika Wrocławska, Wydział Elektryczny, Wrocław, 2001.
- [8.46] KACPRZYK R., KROWIŃSKI A., WÓJCIK K., UV influence on discharge characteristics of polymer foils. Proceedings of 3rd Int. Conf. On Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics, Trondheim, Norway, July 3–6, 1989, 397–401.
- [8.47] KACPRZYK R., Wybrane zagadnienia badań ładunku i jego zaniku w dielektrykach stałych. Prace Naukowe IPEiE Nr 41. Monografie Nr 14, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2004.
- [8.48] KACPRZYK R., ŻYŁKA P., MICHALAK L., Stanowisko do badań charakterystyk zaniku ładunku i współczynnika ekranowania, VI Międzynarodowe Sympozjum "Pola elektrostatyczne i elektromagnetyczne – nowe materiały i technologie", EL-TEX 2004, Łódź, 25–26 listopada 2004.
- [8.49] van TURNHOUT J., Current and Charge TSD of polimer Electrets Resulting from the Motion of Excess Charges. Electrets. Charge Storage and Transport in Dielectrics, Ed. M.M. Perlman, Electrochem. Soc. Inc., Princeton, 1973, 230–251.
- [8.50] ŁOWKIS B., Efekt elektretowy w dielektrykach polimerowych w aspekcie wykorzystania w medycynie i ochronie zdrowia, Prace Naukowe IPEiE Nr 47, Monografie Nr 16, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2010.

# 9. Niepewność pomiarów wielkości elektrostatycznych

## 9.1. Wprowadzenie

Pomiarowi towarzyszy zawsze zmiana stanu obiektu. W pomiarach elektrostatycznych energia zgromadzona na badanym obiekcie lub w całym systemie miernik-obiekt jest zwykle niewielka, przez co zaburzenie wywołane wprowadzeniem miernika lub czujnika jest znacznie większe niż ma to miejsce przy pomiarach wielkości elektrycznych na obiektach z ciągłym zasilaniem energią elektryczną (klasycznych w inżynierii elektrycznej). Zmiana stanu obiektu może się wiązać ze zmianą zgromadzonego na nim ładunku (pobór ładunku niezbędnego do uruchomienia systemu pomiarowego, np. przez woltomierz elektrostatyczny), podobnie jak ze zmianą jedynie energii zgromadzonej w systemie obiekt–miernik (jak to ma miejsce w przypadku obiektu ze stałym ładunkiem, przy pomiarach metodami bezkontaktowymi).

Wymienione czynniki stanowią najistotniejsze źródło błędów pomiarów elektrostatycznych. Wartości tych błędów są trudne do określenia ze względu na niedostateczną znajomość wielkości opisujących stan obiektu. Można jedynie z pewnym przybliżeniem oszacować niepewność pomiarów wynikającą z oddziaływania przyrządu pomiarowego na stan obiektu. Ocena niepewności jest trudna i wymaga od mierzącego wiedzy oraz doświadczenia. Ponieważ wpływ przyrządu na stan obiektu jest obserwowany w każdym pomiarze, nie można zwiększyć wiarygodności pomiaru przez jego wielokrotne powtórzenie i określenie niepewności pomiaru typu A związanej z rozrzutem wyników pomiaru.

W wielu wypadkach wykonuje się pomiary na większej liczbie próbek i określa wartość średnią badanej wielkości oraz wariancję jej rozrzutu. Odchylenie standardowe wartości średniej jest w tym przypadku miarą niepewności standardowej typu A. Obejmuje ona niepewność wynikającą zarówno z wyników pomiarów, jak i z niejedno-rodności próbek ze względu na badany parametr [9.5].

Podobnie jak w przypadku innych pomiarów istnieje wiele innych przyczyn niepewności pomiaru [9.1]. Do najważniejszych z nich należą [9.1, 9.2]:

#### Rozdział 9

- niepełna definicja wielkości mierzonej i jej niedoskonała realizacja w postaci uproszczonego modelu;
- niewyeliminowanie błędów systematycznych z powodu nieznajomości ich wartości;
- niepełna znajomość wpływu otoczenia na procedurę pomiarową i niedoskonała kontrola warunków pomiaru.
- sposób pobierania próbek ponieważ badana próbka może nie być reprezentatywna, z punktu widzenia badanej wielkości, dla całego obiektu;
- przybliżenia i założenia wynikające z przyjętej metody pomiarowej i procedury badawczej.

Oceny niepewności pomiaru można dokonać tylko dla wyników pomiarów uzyskanych konkretną metoda. Dla jej obliczenia niezbędne jest sprecyzowanie równania pomiaru wielkości mierzonej y, która jest funkcją  $y = f(x_1, x_2, x_3, ..., x_n)$  wielu wielkości wejściowych  $x_1, x_2, x_3, ..., x_n$ . Na podstawie tego równania oraz teorii niepewności, można wyznaczyć niepewności cząstkowe  $u(x_1), u(x_2), u(x_3), ..., u(x_n)$ , i określić niepewność pomiaru wielkości mierzonej u(y).

Tematem niniejszej książki są metody pomiarowe stosowane w elektrostatyce, realizowane za pomocą różnych przyrządów i układów pomiarowych. Określenie procedur szacowania niepewności pomiaru dla każdej z podanych metod byłoby zadaniem wykraczającym poza temat tej książki. Niemniej jednak, w celu ułatwienia oszacowania niepewności pomiarów podano w dalszej części tego rozdziału przykłady szacowania dla kilku wybranych konkretnych metod pomiarowych.

## 9.2. Niepewność pomiaru ładunku nasypowego

Pomiar ładunku nasypowego Q/m wykonuje się metodą pomiarów pośrednich [9.3]. Bezpośrednio mierzy się masę naważki badanego medium m, pojemność elektryczną klatki Faradaya  $C_T$ , do której zsypywane jest badane medium oraz występujące na niej napięcie  $U_M$ . Wartość ładunku nasypowego Q/m wyznacza się z zależności:

$$Q/m = \frac{U_M C_T}{m} \,. \tag{9.1}$$

Zatem niepewność standardową bezwzględną pomiaru ładunku nasypowego u(Q/m) można wyznaczyć ze wzoru [9.2, 9.4]:

$$u(Q/m) = \frac{U_M C_T}{m} \sqrt{w^2(m) + w^2(C_T) + w^2(U_M)}, \qquad (9.2)$$

w którym w(m),  $w(C_T)$ ,  $w(U_M)$  są względnymi niepewnościami standartowymi pomiarów masy naważki *m*, pojemności klatki Faradaya  $C_T$  i mierzonego na niej napięcia  $U_M$ . Względne niepewności standardowe w(m),  $w(C_T)$  oraz  $w(U_M)$  można wyznaczyć dla granicznych błędów zastosowanych przyrządów z zależności [9.1, 9.4]:

$$w(m) = \frac{\delta_g m}{\sqrt{3}}, \ w(C_T) = \frac{\delta_g C_T}{\sqrt{3}}, \ w(U_M) = \frac{\delta_g U_M}{\sqrt{3}}.$$
 (9.3)

Niepewność względną rozszerzoną W(Q/m) na poziomie ufności 0,95, dla pomiaru Q/m można wyznaczyć z zależności uproszczonej [9.1, 9.4, 9.5]:

$$W(Q/m) = 1.15\sqrt{(\delta_g m)^2 + (\delta_g C_T)^2 + (\delta_g U_M)^2} .$$
(9.4)

Jeżeli względne błędy graniczne wynoszą dla pomiaru masy –  $\delta_g(m) = 0.02$ , dla pomiaru pojemności –  $\delta_g(C_T) = 0.03$ , dla pomiaru napięcia –  $\delta_g(U_M) = 0.01$ , to ostatecznie otrzymuje się względną niepewność pomiaru ładunku nasypowego W(Q/m) = 0.041 (4,1%).

W opisanej sytuacji, kiedy na jednej próbce można wykonać tylko jeden pomiar, wynik pomiaru charakteryzujący właściwości badanego medium można podać w postaci wartości średniej Q/m z odchyleniem standardowym s(Q/m) lub współczynnikiem wariancji v(Q/m) wyznaczonymi z pomiarów wykonanych na N próbkach. Niepewność wartości średniej ładunku nasypowego na poziomie ufności 0,95 można wówczas określić z zależności [9.5]:

$$W(\overline{Q/m}) = \pm \sqrt{[W(Q/m)]^2 + \frac{1}{N} [t_{0,95;N} s(\overline{Q/m})]^2 \cdot 100\%}, \qquad (9.5)$$

w której  $t_{0.95;N}$  jest kwantylem rozkładu *t*-Studenta na poziomie ufności 0,95 zależnym od liczby badanych próbek *N*. W wyrażeniu (9.5) pierwszy składnik pod znakiem pierwiastka charakteryzuje wkład niepewności wynikającej z właściwości stosowanej metody i aparatury pomiarowej, drugi wynika z niejednorodności materiału, z którego są wykonane próbki. Wykorzystując układ do pomiarów ładunku nasypowego dla przypadku badania suszu traw [9.6], otrzymano dla ładunku nasypowego Q/m wartości pozwalające wyznaczyć wartość współczynnika wariancji na poziomie v(Q/m) = 0,26. Przy ilości pomiarów N = 10 względna niepewność wartości średniej ładunku nasypowego wynosi 19%.

## 9.3. Niepewność pomiaru czasu zaniku ładunku

Ocenę niepewności pomiaru parametru czasowego  $\tau'$  opisującego szybkość zaniku ładunku, np. czas osiągnięcia 10% wartości początkowej, 50% wartości początkowej (czas półzaniku  $t_{0,5}$ ), stała czasu  $\tau$ , można przeprowadzić na podstawie charakterystyki zaniku ładunku przedstawionej na rysunku 8.1. Wyznaczenie określonego parametru czasowego wymaga pomiaru czasu  $t_1$  (zwykle oznaczanego na osi czasu jako punkt 0 – rys. 8.1), w którym następuje zakończenie procesu elektryzacji wstępnej (potencjał powierzchniowy osiąga wartość  $U_{z0}$ ) i rozpoczęcie procesu zaniku ładunku (potencja-

209

łu) oraz czasu  $t_2$ , dla którego wartość potencjału powierzchniowego obniża się do wymaganej części wartości początkowej  $U_{z0}$ . Równanie pomiaru przyjmuje postać:

$$\tau' = t_2 - t_1 \,. \tag{9.6}$$

Niepewność standardowa bezwzględna pomiaru czasu  $\tau'$  będzie określona zależnością:

$$u(\tau') = \sqrt{u^2(t_2) + u^2(t_1)}, \qquad (9.7)$$

gdzie  $u(t_1)$  oraz  $u(t_2)$  są niepewnościami pomiaru czasów  $t_1$  oraz  $t_2$ . Niepewność pomiaru  $u(t_1)$ , można określić z zależności:

$$u(t_1) = \frac{\Delta_g t}{\sqrt{3}},\tag{9.8}$$

w której  $\Delta_g t$  jest bezwzględnym błędem granicznym stosowanego miernika czasu. Ponieważ czas  $t_1$  określany jest zwykle bardzo precyzyjnie za pomocą aparatury sterującej zakończeniem procesu elektryzacji, niepewność pomiaru  $u(t_1)$  jest znacznie mniejsza od niepewności  $u(t_2)$  i można ją pominąć. Przy powyższym założeniu bezwzględna niepewność standardowa pomiaru czasu  $\tau'$  będzie określona przybliżoną zależnością:

$$u(\tau') \cong u(t_2) = \sqrt{u_U^2(t_2) + u_t^2(t_2)} , \qquad (9.9)$$

w której  $u_U(t_2)$  jest niepewnością wyznaczenia punktu czasowego  $t_2$  wynikającą z pomiaru napięcia (potencjału powierzchniowego)  $U_z(t_2)$ , dla którego położenie punktu  $t_2$ jest wyznaczane, zaś  $u_t(t_2)$  jest niepewnością pomiaru czasu określoną błędem granicznym miernika czasu. Niepewność  $u_t(t_2)$  może być obliczona na podstawie zależności identycznej jak (9.8). Mierniki czasu mają znacznie większą dokładność od mierników napięcia. Jeżeli niepewność pomiaru czasu  $u_t(t_2)$  jest znacznie mniejsza od niepewności  $u_U(t_2)$ , zależność (9.9) można zapisać w postaci:

$$u(\tau') \cong u_U(t_2) \,. \tag{9.10}$$

Jeżeli przebieg napięcia (potencjału powierzchniowego) w funkcji czasu można opisać funkcją  $U_z(t)$ , wówczas z analizy krzywej  $U_z(t)$  (rys. 8.1) wynika, że niepewność bezwzględna pomiaru czasu  $t_2$ , tj. niepewność określenia położenia punktu czasowego  $t = t_2$  na krzywej  $U_z(t)$ , będzie określona zależnością:

$$u_U(t_2) = \frac{u(U_z)}{\frac{\partial U_z(t)}{\partial t}\Big|_{t=t_2}}.$$
(9.11)

Przy założeniu wykładniczego charakteru funkcji  $U_z(t)$  (zgodnie z wyrażeniem 2.21), ze stałą czasu  $\tau$  wyrażenia (9.10) oraz (9.11) mają postać:

$$u(\tau') \cong u(U_z) \frac{\tau}{U_{z0}} \exp\left(\frac{t_2}{\tau}\right), \qquad (9.12)$$

w której  $U_{z0}$  jest początkową wartością potencjału powierzchniowego.

Zależność (9.12) wskazuje, że niepewność pomiaru parametrów czasowych wzrasta wraz z obniżeniem poziomu napięcia, przy którym mierzony jest czas  $t_2$ . Zatem bezwzględna niepewność pomiaru czasu półzaniku ( $t_{0,5}$ ) będzie dla tego samego materiału mniejsza niż dla stałej czasu  $\tau$ . W przypadku wyznaczania stałej czasu  $\tau$  (przy założeniu wykładniczego charakteru funkcji  $U_z(t)$ ), jej niepewność określona niepewnością wyznaczenia napięcia  $U_z(t_2)$  można wyznaczyć z zależności:

$$u(\tau) = u(U_z) \frac{\tau}{U_{z0}} e, \qquad (9.13)$$

w której *e* – jest podstawą logarytmu naturalnego.

Względna standartowa niepewność pomiaru stałej czasu  $w(\tau)$  dla standardowej niepewności wskazań woltomierza:

$$u(U_z) = \frac{\Delta_g U_z}{\sqrt{3}},\tag{9.14}$$

określona jest wyrażeniem:

$$w(\tau) = e \frac{\Delta_g U_z}{\sqrt{3}U_{z0}} = e \cdot w(U_z) . \qquad (9.15)$$

Pomiary parametrów czasowych, takich jak:  $t_{0,5}$  czy  $\tau$ , mogą wymagać długotrwałego pomiaru i rejestracji napięcia. Charakterystyczną cechą materiałów z długimi czasami relaksacji ładunku jest stosunkowo duża wartość energii aktywacji procesu przewodnictwa elektrycznego  $W_a$ , której wartość w temperaturze pokojowej często przekracza 1 eV. Duża wartość energii  $W_a$  powoduje, że niewielka zmiana temperatury Tobiektu badanego może w istotny sposób wpłynąć tak na wartość, jak i niepewność pomiaru czasu zaniku ładunku  $\tau$ . Jeśli nawet przyjąć, że wartość poprawki wynikającej ze zmiany temperatury próbki  $\Delta \tau_T = 0$ , to jej niepewność względna  $w(\Delta \tau_T)$ , związana z niestabilnością temperatury podczas pomiaru, przy założeniu  $\tau = \tau_0 \exp(W_a/kT)$  będzie określona zależnością:

$$w(\Delta \tau_T) = \left(\frac{W_a}{kT}\right) [w(T)].$$
(9.16)

Jeśli pomiary czasu  $\tau$  wykonuje się w temperaturze pokojowej na materiale, dla którego energia aktywacji przewodnictwa (i związanego z nim czasu  $\tau$ )  $W_a = 1,2$  eV, np. dla polipropylenu, to łatwo pokazać, że niepewność pomiaru temperatury (w czasie trwania pomiaru) na poziomie 0,5 °C prowadzi do niepewności  $w(\Delta \tau_T) = 7,9\%$ . Jak wynika z powyższych rozważań, niepewność pomiaru parametrów czasowych ( $t_{0,5}$  czy  $\tau$ ) może bardziej zależeć od warunków pomiaru (stabilności temperatury) niż od niedokładności użytej aparatury pomiarowej.

## 9.4. Niepewność pomiaru napięcia obiektów ze stałym ładunkiem

Specyficzne problemy w zakresie oceny błędu oraz niepewności pomiaru pojawiają się zwłaszcza w przypadku pomiaru napięcia obiektów ze stałym ładunkiem. Rozważania dotyczące wpływu miernika napięcia na wartość mierzoną przedstawiono w rozdziale 6. Zależności (6.10) oraz (6.13) wskazują, że w każdej z metod bezdotykowych występuje zmiana całkowitej pojemności układu pomiarowego po zbliżeniu miernika napięcia, co w efekcie prowadzi do zmian potencjału obiektu lub różnicy potencjałów ziemi i obiektu [9.7], a zatem do błędu metody pomiarowej. Nieznajomość zmian pojemności układu pomiarowego wprowadzonych przez zbliżenie miernika lub sondy pomiarowej, uniemożliwia skorzystanie z przytoczonych zależności i staje się źródłem niepewności pomiaru. Rozważania dotyczące przybliżonego oszacowania zmian pojemności przedstawiono poniżej dla przypadku obiektu przewodzącego.

W przypadku pomiaru potencjału metodą bezpośrednią, wartość błędu metody pomiaru  $\Delta U_D$  wynikającego ze zwiększenia się całkowitej pojemności układu elektrostatycznego można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta U_D = U_D - U, \qquad (9.16)$$

w której U jest rzeczywistą wartością napięcia obiektu,  $U_D$  – wartością zmierzoną za pomocą metody bezpośredniej. Ponieważ pomiędzy wartościami napięć zachodzi relacja  $U \ge U_D$ , błąd  $\Delta U_D$  ma zawsze wartość mniejszą od zera i jest błędem systematycznym. Błąd względny metody pomiaru  $\delta_D(U)$  można wyznaczyć wprost z zależności (6.10), która przyjmuje postać:

$$\delta_{D}(U) = -\frac{\Delta U_{D}}{U} = -\frac{C_{M}}{C_{O} + C_{M}}.$$
(9.17)

Pojemność obiektu w stanie niezaburzonym  $C_O$  można zmierzyć lub oszacować. Dla wyznaczenia błędu  $\delta_D(U)$  bardzo istotne jest oszacowanie wartości pojemności  $C_M$ . Pojemność  $C_M$  może się zmieniać w wyjątkowo szerokim zakresie, tj. od zera do nieskończoności. Biorąc pod uwagę naturę fizyczną pojemności  $C_M$ , jej wartość można oszacować z zależności:

$$C_{M} = \frac{\int D_{D} ds}{U_{D}} - \frac{\int D ds}{U}, \qquad (9.18)$$

w której  $S_F$  jest obszarem zniekształcenia rozkładu pola przez miernik potencjału,  $D_D$  – indukcją elektryczną w obszarze  $S_F$  po zbliżeniu miernika (sondy), D – indukcją elektryczną w obszarze  $S_F$  w stanie niezaburzonym.

W powyższych rozważaniach założono, że zbliżeniu miernika potencjału towarzyszy zmiana rozkładu natężenia pola oraz indukcji elektrycznej jedynie w obszarze  $S_F$ (w rzeczywistości wartość natężenia pola zmienia się w całej przestrzeni). Zakładając w pierwszym przybliżeniu, że po zbliżeniu miernika potencjału (sondy) do powierzchni obiektu w obszarze  $S_F$  zachodzi relacja  $D_D \gg D$  (silny wzrost wartości indukcji elektrycznej w obszarze  $S_F$  po zbliżeniu miernika), wyrażenie (9.18) można przekształcić do postaci:

$$C_M \approx \frac{\int D_D ds}{U_D}.$$
(9.19)

Przy zastosowaniu powyższego przybliżenia pojemność  $C_M$  przyjmuje sens i wartość pojemności wzajemnej, występującej pomiędzy powierzchnią czułą (aperturą pomiarową) miernika potencjału (sondą) a powierzchnią badanego obiektu. Stąd, dla zgrubnego oszacowania pojemności  $C_M$ , w warunkach, gdy przestrzeń obiekt–miernik napięcia, tj. przestrzeń, w której nastąpiła zmiana rozkładu pola, jest wypełniona powietrzem, można wykorzystać przybliżoną zależność określającą wartość pojemności wzajemnej:

$$C_M \approx \frac{\varepsilon_0 S_F}{l},\tag{9.20}$$

gdzie *l* jest odległością pomiędzy powierzchnią czułą miernika (sondy) a obiektem, rozumianą jako najmniejsza odległość w przypadku, gdy obiekt ma złożony kształt powierzchni,  $S_F$  – powierzchnią czułą miernika (sondy).

W zależności (9.20) założono, że powierzchnia  $S_F$ , w obszarze której nastąpiło zniekształcenie rozkładu pola, jest w przybliżeniu równa powierzchni czułej miernika (sondy)  $S_F$ . Podstawiając zależność (9.20) do (9.16) i (9.17), można otrzymać wyrażenia na rzeczywistą wartość napięcia U oraz wartość błędu względnego metody  $\delta_D(U)$  w postaci:

$$U \approx U_D \left( 1 + \frac{\varepsilon_0 S_F}{C_o l} \right), \tag{9.21}$$

$$\delta_D(U) = -\frac{\Delta U_D}{U} = -\frac{\varepsilon_0 S_F}{C_0 l + \varepsilon_0 S_F}.$$
(9.22)

Hiperboliczna zależność pojemności  $C_M$  od odległości l (wyrażenie (9.20)) powoduje, że dla  $l \rightarrow 0$  względny błąd bezpośredniej metody pomiaru napięcia  $\delta_D(U) \rightarrow -1$ . W przypadku pomiaru metodą kompensacyjną wartość błędu metody pomiaru  $\Delta U_C$  można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta U_C = U_C - U, \tag{9.23}$$

w której U jest rzeczywistą wartością napięcia obiektu,  $U_c$  – wartością zmierzoną przy zastosowaniu metody kompensacyjnej.

Ponieważ pomiędzy wartościami napięć zachodzi relacja  $U \le U_C$ , błąd  $\Delta U_C$  ma zawsze wartość dodatnią. Błąd względny metody pomiarowej  $\delta_C(U)$  można wyznaczyć wprost z zależności (6.13), która przyjmuje postać:

$$\delta_C(U) = \frac{\Delta U_C}{U} = \frac{C_C}{C_O - C_C}.$$
(9.24)

Również pojemność  $C_C$  może się zmieniać w szerokim zakresie:  $0 \le C_C \le C_O$  (patrz rozdz. 6.3.2). Biorąc pod uwagę naturę fizyczną pojemności  $C_C$ , jej wartość można oszacować z zależności:

$$C_C = \frac{\int Dds}{U}, \qquad (9.25)$$

w której  $S_F$  jest obszarem zniekształcenia rozkładu pola przez miernik potencjału, D – wartością indukcji elektrycznej w obszarze  $S_F$  w stanie niezaburzonym. W powyższych rozważaniach założono, że zbliżeniu miernika potencjału towarzyszy wymuszenie w obszarze  $S_F$  stanu D = 0 (wartość natężenia pola w całej przestrzeni objętej kompensacją zmniejsza się do zera).

Zakładając, w pierwszym przybliżeniu, jednorodny rozkład wektora indukcji elektrycznej (składowej normalnej) na powierzchni obiektu w obszarze  $S_F$  w stanie niezaburzonym, wyrażenie (9.25) można zapisać w postaci:

$$C_C \approx C_O \frac{S_F}{S}.$$
(9.26)

W zależności (9.26) założono również, że powierzchnia  $S_F$ , w granicach której nastąpiło zerowanie natężenia pola, jest w przybliżeniu równa powierzchni czułej miernika (sondy)  $S_F$ .

Przybliżona zależność (9.26) wskazuje, że wartość pojemności  $C_C$  nie zależy od odległości *l* pomiędzy miernikiem napięcia a obiektem. W rzeczywistości, ze wzrostem odległości *l* wzrasta pole powierzchni  $S_F$  będące "polem widzenia" obiektu przez sondę (przedział odległości pomiarowych *l* jest zalecany przez producenta przyrządu) i wartość  $C_C$  wzrasta chociaż w niewielkim stopniu. Zależność (9.26) umożliwia wyznaczenie zarówno wartości napięcia *U*, jak i błędu  $\delta_C(U)$ , które określają zależności: Niepewność pomiarów wielkości elektrostatycznych

$$U \approx U_C \left( 1 - \frac{S_F}{S} \right) \tag{9.27}$$

oraz

$$\delta_C(U) = \frac{\Delta U_C}{U} \approx \frac{S_F}{S - S_F} \tag{9.28}$$

Zależności (9.22) oraz (9.28) wskazują, że z punktu widzenia minimalnej wartości błędu metody pomiary potencjału zarówno metodą bezpośrednią, jak i kompensacyjną powinno się wykonywać za pomocą miernika lub sondy o możliwie małej powierzchni czułej  $S_F$ . Zależność (9.22) wskazuje ponadto, że błąd  $\delta_D(U)$  wzrasta ze zmniejszeniem odległości pomiędzy sondą i obiektem l, a dla  $l \rightarrow 0$  wartość  $\delta_D(U) \rightarrow -1$ . Oznacza to zmniejszanie się wartości mierzonego napięcia do zera ( $U_D \rightarrow 0$ ). W przypadku stosowania metody bezpośredniej, zależność (9.22) sugeruje wykonywanie pomiaru przy możliwie dużej odległości l.

Zależności (9.22) oraz (9.28) mogą stanowić podstawę oceny względnej niepewności pomiaru w warunkach, kiedy nie uwzględnia się wpływu aparatury na wynik pomiaru i w efekcie nie uwzględnia się błędu metody.

Przybliżonej oceny niepewności pomiaru potencjału wykonanego metodą bezpośrednią oraz kompensacyjną, z uwzględnieniem poprawki wynikającej z błędu metody można dokonać w oparciu o równania pomiarowe (9.21) i (9.27).

W przypadku pomiarów metoda bezpośrednią, zależność (9.21) można zapisać w postaci:

$$U = U_D + p_D, \qquad (9.28)$$

gdzie poprawka p<sub>D</sub> określona jest zależnością:

$$p_D \approx U_D \frac{\varepsilon_0 S_F}{C_0 l} \,. \tag{9.30}$$

Niepewność standardową bezwzględną pomiaru napięcia U określa zależność:

$$u_D(U) = \sqrt{u^2(U_D) + u^2(p_D)}.$$
(9.31)

Gdzie  $u(U_D)$  jest niepewnością standardową bezwzględną wskazań woltomierza, określoną zależnością:

$$u(U_D) = \frac{\Delta_g U_D}{\sqrt{3}}.$$
(9.32)

Ponieważ wyrażenie (9.30) na poprawkę  $p_D$  ma postać iloczynową, najprościej jest określić niepewność standardową względną z zależności:

215
Rozdział 9

$$w(p_D) = \sqrt{w^2(U_D) + w^2(S_F) + w^2(\varepsilon_0) + w^2(C_O) + w^2(l)}, \qquad (9.33)$$

w której niepewność względna  $w(\varepsilon_0) \cong 0$  jest pomijalnie mała. Niepewność standardową bezwzględną poprawki  $p_D$  można wyznaczyć z definicyjnej zależności:

$$u(p_D) = p_D w(p_D)$$
. (9.34)

Podstawiając do zależności (9.34) wyrażenie (9.33), otrzymuje się:

$$u(p_D) \cong U_D \frac{\varepsilon_0 S_F}{C_0 l} \sqrt{w^2(U_D) + w^2(S_F) + w^2(C_0) + w^2(l)}, \qquad (9.35)$$

co pozwala wyznaczyć z zależności (9.31) niepewność standardową bezwzględną pomiaru napięcia *U*, określoną ostatecznie wyrażeniem:

$$u_D(U) \cong \sqrt{\frac{(\Delta_g U_D)^2}{3}} + \left(U_D \frac{\varepsilon_0 S_F}{C_0 l}\right)^2 \left[w^2(U_D) + w^2(S_F) + w^2(C_0) + w^2(l)\right].$$
(9.36)

W przypadku pomiarów napięcia U obiektów o dużej pojemności własnej  $C_O$  za pomocą sondy zaburzającej rozkład pola w niewielkim obszarze  $S_F$  poprawka oraz drugi czynnik pod pierwiastkiem są pomijalne, a niepewność standartowa  $u_D(U)$  jest w przybliżeniu równa  $u(U_D)$ . Jeżeli w przypadku obiektów o małej pojemności  $C_O$ przyjąć jako względnie małą niepewność  $u(U_D)$  pomiaru napięcia  $U_D$  (pominąć pierwszy czynnik pod pierwiastkiem w wyrażeniu (9.36)) oraz uwzględnić wyrażenie (9.21), wówczas niepewność względną  $w_D(U)$  pomiaru napięcia U metodą bezpośrednią można oszacować na podstawie przybliżonej zależnosci:

$$w_D(U) \cong \frac{\varepsilon_0 S_F}{C_0 l + \varepsilon_0 S_F} \sqrt{w^2(U_D) + w^2(S_F) + w^2(C_O) + w^2(l)} .$$
(9.37)

W przypadku pomiarów metodą kompensacyjną, zależność (9.27) można zapisać w postaci:

$$U = U_C + p_C, \qquad (9.38)$$

gdzie poprawka  $p_C$  określona jest zależnością:

$$p_C \approx -U_C \frac{S_F}{S},\tag{9.39}$$

a niepewność standardową bezwzględną pomiaru napięcia U metodą kompensacyjną będzie określać zależność:

$$u_C(U) = \sqrt{u^2(U_C) + u^2(p_C)} , \qquad (9.40)$$

216

w której  $u(U_c)$  jest niepewnością standardową bezwzględną wskazań woltomierza mierzącego napięcie  $U_c$ , czyli:

$$u(U_C) = \frac{\Delta_g U_C}{\sqrt{3}}.$$
(9.41)

Podobnie jak w przypadku obliczania poprawki  $p_D$ , względną niepewność standardową  $w(p_C)$  poprawki  $p_C$  można określić z zależności:

$$w(p_C) = \sqrt{w^2(U_C) + w^2(S_F) + w^2(S)}, \qquad (9.42)$$

a niepewność standardową bezwzględną poprawki  $p_C$  z zależności:

$$u(p_C) = U_C \frac{S_F}{S} \sqrt{w^2(U_C) + w^2(S_F) + w^2(S)} .$$
(9.43)

Uwzględniając wyrażenia (9.41) i (9.43), zależność (9.40) na niepewność bezwzględną pomiaru napięcia U przyjmuje postać:

$$u_{C}(U) \cong \sqrt{\frac{(\Delta_{g}U_{C})^{2}}{3}} + \left(U_{C}\frac{S_{F}}{S}\right)^{2} \left[w^{2}(U_{C}) + w^{2}(S_{F}) + w^{2}(S)\right].$$
(9.44)

Jeżeli dodatkowo przyjąć jako względnie małą niepewność  $u(U_c)$  pomiaru napięcia  $U_c$  (pominąć pierwszy czynnik pod pierwiastkiem w wyrażeniu (9.44)) oraz uwzględnić wyrażenie (9.27), wówczas niepewność względną  $w_c(U)$  pomiaru napięcia U można obliczyć z przybliżonego wzoru:

$$w_C(U) \cong \frac{S_F}{S - S_F} \sqrt{w^2(U_C) + w^2(S_F) + w^2(S)} .$$
(9.45)

Porównanie zależności (9.37) oraz (9.45) dla podobnych wartości względnych niepewności  $w(U_D)$  i  $w(U_C)$ , podobnych wartości niepewności w(S) i  $w(C_O)$  i braku w ostatnim wyrażeniu składnika w(l) (mogącego posiadać znaczną wartość dla niewielkich odległości l) prowadzi do wniosku, że metody kompensacyjne pozwalają wykonać pomiar z mniejszą niepewnością (względną) niż metody bezpośrednie, tj.  $w_C(U) < w_D(U)$ . W przypadku każdej z metod niepewność pomiaru napięcia zależy od powierzchni  $S_F$ , w otoczeniu której występuje zaburzenie pola, i zmniejsza się wraz zmniejszeniem jej wartości. Warto podkreślić, że nawet w sytuacji, kiedy niepewność względna  $w(S_F)$  jest duża (bardzo przybliżone oszacowanie powierzchni  $S_F$ ), niepewność pomiaru metodą kompensacyjną  $w_C(U)$ , lub bezpośrednią  $w_D(U)$  mogą być znacznie mniejsza ze względu na mnożniki  $S_F/(S - S_F)$  oraz  $\varepsilon_0 S_F/(C_O l + \varepsilon_0 S_F)$ , które są małe dla małych wartości powierzchni  $S_F$ .

# 9.5. Niepewność pomiaru natężenia pola elektrycznego

Ze względu na bogactwo kształtu obiektów, w otoczeniu których wykonuje się pomiary natężenia pola, oszacowania niepewności pomiaru przedstawiono dla modelu, którego szkic podano na rysunku 9.1. W modelu przyjęto, że ma on kształt płyty dielektrycznej o względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$  i grubości *d* oraz jednorodny rozkład ładunku o efektywnej gęstości  $q_s$ , stałej w czasie pomiarów. W warunkach braku zaburzenia (rys. 9.1a) w wypełnionej gazem przestrzeni obiekt–ziemia o grubości *l* występuje pole o natężeniu  $E_0$ . Jeżeli w przestrzeni zostanie umieszczony uziemiony miernik pola MP pole elektryczne ulegnie zmianie do wartości  $E_M$ . Zmianie wartości natężenia pola można przyporządkować zmniejszenie odległości *l* do wartości *x*. Jeśli pominąć efekty brzegowe, powyższe założenie jest dobrym przybliżeniem w sytuacji, kiedy powierzchnia czuła uziemionego miernika (lub powierzchnia dołączonej do niego elektrody ochronnej) jest taka sama jak powierzchnia obiektu.

Niepewność pomiaru wiąże się z wyznaczeniem wartości natężenia pola  $E_0$ , tj. wartości w warunkach braku zaburzenia, w oparciu o wyniki pomiaru natężenia pola  $E_M$  występującego w warunkach zaburzenia. Zaniedbując efekty brzegowe, można dla natężeń pól  $E_0$  oraz  $E_M$  napisać zależności:



Rys. 9.1. Model obiektu ze stałym ładunkiem, w otoczeniu którego wykonywany jest pomiar natężenia pola: a) stan niezaburzony, b) zaburzenie rozkładu pola na skutek wprowadzenia miernika pola w obszar obiekt–uziemione otoczenie

$$E_0 = \frac{q_s}{\varepsilon_0} \frac{d}{d + \varepsilon_r l},\tag{9.46}$$

$$E_M = \frac{q_s}{\varepsilon_0} \frac{d}{d + \varepsilon_r x}.$$
(9.47)

Skutkiem nieuwzględnienia zaburzenia pola wprowadzanego przez miernik jest błąd metody, którego wartość względna określona jest zależnością:

$$\delta(E) = \frac{\varepsilon_r (l-x)}{d + \varepsilon_r x}.$$
(9.48)

Zależność (9.48) ilustruje znaną prawidłowość, zgodnie z którą błąd  $\delta(E) \rightarrow 0$ , kiedy  $x \rightarrow l$  (kiedy powierzchnia czuła miernika natężenia pola znajduje się w płaszczyźnie uziemionego otoczenia).

Po podzieleniu stronami wyrażeń (9.46) i (9.47) otrzymuje się równanie pomiaru natężenia pola w postaci:

$$E_0 = E_M \frac{d + \varepsilon_r x}{d + \varepsilon_r l} \,. \tag{9.49}$$

Niepewność standardową pomiaru natężenia pola  $E_0$ , wynikającą z niepewności pomiarów pośrednich, można na podstawie równania pomiaru zapisać w postaci:

$$u(E_0) = E_0 \sqrt{c_{E_M}^2 u^2(E_M) + c_d^2 u^2(d) + c_{\varepsilon}^2 u^2(\varepsilon_r) + c_x^2 u^2(x) + c_l^2 u^2(l)} .$$
(9.50)

Współczynniki wrażliwości dla zmiennych wchodzących do równania (9.50) zebrano w tabeli 9.1.

$c_{E_M} = \frac{\partial E_0}{\partial E_M}$	$c_d = \frac{\partial E_0}{\partial d}$	$c_{\varepsilon} = \frac{\partial E_0}{\partial \varepsilon_r}$	$c_l = \frac{\partial E_0}{\partial x}$	$c_x = \frac{\partial E_0}{\partial x}$
$\frac{d + \varepsilon_r x}{d + \varepsilon_r l}$	$E_M \frac{\varepsilon_r (l-x)}{\left(d + \varepsilon_r l\right)^2}$	$E_M \frac{d(x-l)}{\left(d+\varepsilon_r l\right)^2}$	$E_M \frac{\varepsilon_r}{d + \varepsilon_r l}$	$E_M \frac{\varepsilon_r(\varepsilon_r x - d)}{\left(d + \varepsilon_r l\right)^2}$

Tabela 9.1. Wartości współczynników wrażliwości c dla oszacowania niepewności standardowej bezwzględnej pomiaru  $E_0$ 

Dalsze obliczenia niepewności standardowej można wykonać, rozważając następujące relacje pomiędzy zmiennymi występującym w równaniu (9.50):

- miernik pola mierzącego natężenie  $E_M$  umieszczony jest blisko powierzchni obiektu, tj.  $x \ll l$ ;
- miernik pola mierzącego natężenie  $E_M$  umieszczony jest daleko od powierzchni obiektu, tj.  $x \sim l$ ;
- obiekt "rozległy", tj.  $d \sim l$ ;
- obiekt "cienki", tj.  $d \ll l$ .

219

#### Rozdział 9

Przybliżone wyrażenia na współczynniki wrażliwości podzielone przez  $E_0$  zestawiono dla tych przypadków w tabeli 9.2.

Współczynnik c*	Obiekt "rozległy" $d \sim l$		Obiekt "cienki" $d \ll l$	
_	$x \ll l$	x~1	$x \ll l$	<i>x</i> ~ <i>l</i>
$c_{E_M}^* = \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial E_M}$	$\frac{1}{E_M}$	$\frac{1}{E_M}$	$\frac{1}{E_M}$	$\frac{1}{E_M}$
$c_d^* = \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial d}$	$\frac{\varepsilon_r l}{d(d+\varepsilon_r l)}$	$\frac{\varepsilon_r(l-x)}{d(d+\varepsilon_r l)^2}$	$\frac{1}{d + \varepsilon_r x}$	$\frac{l-x}{\varepsilon_r lx}$
$c_{\varepsilon}^{\star} = \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial \varepsilon}$	$\frac{dl}{d(d+\varepsilon_r l)}$	$\frac{d(l-x)}{(d+\varepsilon_r l)(d+\varepsilon_r x)}$	$\frac{dl}{\varepsilon_r l(d+\varepsilon_r x)}$	$\frac{d(x-l)}{\varepsilon_r^2 lx}$
$c_l^* = \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial x}$	$\frac{\varepsilon_r}{d}$	$\frac{\varepsilon_r}{d + \varepsilon_r x}$	$\frac{\varepsilon_r}{d + \varepsilon_r x}$	$\frac{1}{x}$
$c_x^* = \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial x}$	$-\frac{\varepsilon_r}{d+\varepsilon_r l}$	$-\frac{\varepsilon_r}{d+\varepsilon_r l}$	$-\frac{1}{l}$	$-\frac{1}{l}$

Tabela 9.2. Przybliżone wartości współczynników c\*

\*Wartości współczynników c po podzieleniu przez wyrażenie (9.49).

Współczynniki zebrane w tabeli 9.2. pozwalają na oszacowanie standardowej niepewności bezwzględnej  $u(E_0)$  dla każdego z wymienionych wyżej przypadków.

Dla obiektów "rozległych" ( $d \sim l$ ), przy pomiarze pola  $E_M$  w bliskiej odległości od obiektu ( $x \ll l$ ) otrzymuje się:

$$u(E_0) \cong E_0 \sqrt{\frac{1}{E_M^2}} u^2(E_M) + \left(\frac{\varepsilon_r l}{d + \varepsilon_r l}\right)^2 \frac{u^2(d)}{d^2} + \left(\frac{\varepsilon_r l}{d + \varepsilon_r l}\right)^2 \frac{u^2(\varepsilon_r)}{\varepsilon_r^2} + \left(\frac{\varepsilon_r l}{d + \varepsilon_r l}\right)^2 \frac{u^2(l)}{l^2} \cdot$$

$$(9.51)$$

Pomijając, jako mały, czwarty czynnik pod pierwiastkiem (mała wartość stosunku x/d) oraz dzieląc obie strony przez  $E_0$ , otrzymuje się wyrażenie na względną niepewność standardową:

$$w(E_0) \cong \sqrt{w^2(E_M) + \left(\frac{\varepsilon_r l}{d + \varepsilon_r l}\right)^2 \left[w^2(d) + w^2(\varepsilon_r) + w^2(l)\right]}.$$
(9.52)

Podobnie, dla obiektów "rozległych"  $(d \sim l)$  przy pomiarze pola  $E_M$  w dużej odległości od obiektu  $(x \sim l)$  i pominięciu składników zawierających różnicę (l - x) otrzymuje się:

$$w(E_0) \cong \sqrt{w^2(E_M) + \left(\frac{\varepsilon_r x}{d + \varepsilon_r x}\right)^2 w^2(x) + \left(\frac{\varepsilon_r l}{d + \varepsilon_r l}\right)^2 \left[w^2(\varepsilon_r) + w^2(l)\right]}.$$
 (9.53)

Dla obiektów "cienkich" ( $d \ll l$ ), dla przypadku pomiaru pola  $E_M$  w niewielkiej odległości od obiektu, otrzymuje się:

$$w(E_0) \cong \sqrt{w^2(E_M) + \left(\frac{d}{d + \varepsilon x}\right)^2 w^2(d) + \left(\frac{d\varepsilon}{d + \varepsilon_r x}\right)^2 w^2(\varepsilon) + \left(\frac{\varepsilon_r x}{d + \varepsilon_r x}\right)^2 w^2(x) + w^2(l)}, \quad (9.54)$$

a dla pomiaru przy dużej odległości miernika od obiektu:

$$w(E_0) \cong \sqrt{w^2(E_M) + w^2(x) + w^2(l)} .$$
(9.55)

Analiza wyrażeń (9.52)–(9.55) prowadzi do wniosków dotyczących sposobu wykonania pomiarów ze względu na ich niepewność. W przypadku obiektów rozległych dla małych odległości pomiaru x zaburzenie pola jest największe, tj. błąd względny  $\delta(E) \rightarrow \varepsilon_r l/d$  (wyrażenie (9.48)), ale uwzględnienie zależności (9.49) pozwala wyeliminować ten błąd i obliczyć niepewność pomiaru z wyrażenia (9.51). W przypadku obiektów "cienkich" podobne rozważania prowadzą do wniosku, że błąd  $\delta(E) \rightarrow (l-x)/x$  dla  $x \ll l$  i maleje do zera dla  $x \sim l$ . W przypadku dużych odległości również otrzymuje się wartość niepewności  $w(E_0)$  mniejszą niż dla małych (zależności (9.54) oraz (9.55)), jako że dla tego przypadku staje się pomijalny udział składowych związanych z niepewnościami w(d) oraz  $w(\varepsilon)$ .

# 9.6. Uwagi końcowe

Przytoczone przykłady analizy niepewności pomiaru dotyczyły najprostszych sytuacji. Ocena niepewności pomiaru staje się trudniejsza zwłaszcza w przypadku pomiarów bardziej złożonych, np. pomiaru rozkładu ładunku powierzchniowego lub przestrzennego. Wynikiem pomiaru jest tu nie określona liczba, a zależność funkcyjna.

Należy podkreślić, że na wiarygodność wyników pomiarów ładunku czy też wielkości z nim związanych (zwłaszcza pomiarów wykonywanych w warunkach terenowych) bardzo duże znaczenie ma wpływ zewnętrznych pól elektrycznych, jak również przewodzącego otoczenia [9.8, 9.9]. Bogactwo i złożoność wspomnianej problematyki znajduje swe odbicie w wielu pracach [np. 9.10–9.16]. Ponieważ celem książki jest zaznajomienie czytelnika z metodami pomiarowymi stosowanymi w elektrostatyce i oceną ich właściwości metrologicznych, a nie ocena niepewności pomiarów elektrostatycznych, rozdział ten stanowić ma jedynie uzupełnienie (dodatek), które powinno ułatwić ocenę niepewności przez wykonujących pomiary elektrostatyczne.

#### Rozdział 9

# Literatura

- [9.1] LISOWSKI M., Podstawy metrologii, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2011.
- [9.2] Wyrażanie niepewności pomiaru Przewodnik., Główny Urząd Miar, Warszawa, 1996.
- [9.3] Norma PN-92/E–05201 Ochrona przed elektrycznością statyczną. Metody oceny zagrożeń wywolanych elektryzacją materiałów dielektrycznych stałych.
- [9.4] LISOWSKI M., Metody przybliżone obliczania niepewności pomiarów pośrednich, w: Niepewność pomiarów w teorii i praktyce, Główny Urząd Miar, Warszawa, 2011, 83–99.
- [9.5] LISOWSKI M., Pomiary rezystywności i przenikalności dielektryków stałych, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2004.
- [9.6] KACPRZYK R., RUCKI E., Ocena zagrożeń od elektryczności statycznej na terenie przedsiębiorstwa "Przem-Pasz", Opracowanie IR SEP, nr 65/025/99-Wr, Wrocław, 1999.
- [9.7] KACPRZYK R., Measurements of Electrical Potential of Constant Charge Objects. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 19, No. 1, 2012, 134–139.
- [9.8] KACPRZYK R., Pomiary gęstości ładunku i pól elektrostatycznych na taśmach. Międzynarodowe Symp. "Elektryzacja a bezpieczeństwo stosowania wyrobów włókienniczych", Łódź–Arturówek, wrzesień 1994, Instytut Włókiennictwa, 210–215.
- [9.9] DURKIN W.J., Electrostatic Measurements on Plastic Webs, Conf. Rec. 28th Ann. Meeting IEEE-IAS, 2–8 Oct. 1993, Toronto, Ontario, Canada, 1728–1736.
- [9.10] KACPRZYK R., *Problemy pomiaru natężeń pól elektrostatycznych*, Mat. IV Symp. Nauk.-Techn. "Nowoczesne technologie elektrostatyczne", Białystok, Politechnika Białostocka, 1995, 7–15.
- [9.11] DAVIES D.K., The measurement and interpretation of electrostatic fields. Electrostatics Summer School '85, 11–13th Sept., Bangor, School of Electronic Eng. Sci., University College of North Wales, 3.1–3.16.
- [9.12] HORENSTEIN M. N., Measuring Surface Charge with a Noncontacting Voltmeter., Conf. Rec. 28<sup>th</sup> Ann. Meeting IEEE-IAS, 2–8 Oct. 1993, Toronto, Ontario, Canada, 1811–1816.
- [9.13] SEAVER A. E., Analysis of Electrostatic Measurements on Webs., Conf. Rec. 28th Ann. Meeting IEEE-IAS, 2–8 Oct. 1993, Toronto, Ontario, Canada, 1721–1727.
- [9.14] LUTTGENS G., GLOR M., Understanding and Controlling Static Electricity, Expert. Verlag, Ehingen bei Boblingen, 1989.
- [9.15] SKOPEC A., STEC C., KACPRZYK R., Koncepcja i zastosowanie w zagadnieniach teorii pola nowego rodzaju warunków brzegowych, Przegląd Elektrotechniczny, 2012, Vol. 88, nr 7a, 187– 192.
- [9.16] KACPRZYK R., STEC C., Measurement of the surface charge density on moving webs. J. Electrostatics, Vol. 40–41, 1997, 455.





Doświadczenie zebrane przez autor dydaktycznej, naukowo-badawczej craz mizymeryji

wykazuje, że zrozumienie zarówno przez studentów, jak i kadrę inżynieryjno-techniczną znanych od stuleci zjawisk i praw obowiązujących w obszarze elektrostatyki bywa często na poziomie niepozwalającym im na sformułowanie problemu. Podstawom opisu stanu naładowania obiektu, jak i zjawiskom występującym w obszarze elektrostatyki poświęcono kilka publikacji w języku polskim, cytowanych w tej książce. Problematyka ta jest również przedmiotem wykładów z elektrostatyki stosowanej, które autor prowadzi na Wydziale Elektrycznym Politechniki Wrocławskiej od wielu lat.

Niniejsza książka wprowadza Czytelnika w obszar zagadnień metrologicznych związanych z pomiarami wielkości klasycznych, pozwalających opisać stan naładowania szeroko pojętego obiektu oraz jego zmiany w funkcji czasu. Wiarygodne pomiary oraz ich wyniki stanowią podstawę oceny stanu obiektu, a w konsekwencji stanu zagrożenia, jakości materiału czy wyrobu bądź technologii, które ten stan opisuje.

Książka jest przeznaczona dla specjalistów oraz praktyków, dla których zjawiska związane z elektrycznością statyczną są zawodową codziennością. Będzie również przydatna dla studentów wydziałów elektrycznych. Może także zainteresować specjalistów metrologów tak ze względu na specyfikę badanego obiektu (obiekt ze stałym ładunkiem), jak i stosowaną aparaturę czy metody pomiarowe. Specyfika ta bywa w wielu przypadkach nieuchwytna nawet dla oferentów profesjonalnej aparatury pomiarowej.

Mam nadzieję, że treść książki wypełni istotną lukę w obszarze elektrostatyki stosowanej, zwłaszcza w jej metrologicznym aspekcie.



Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej są do nabycia w księgo plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław, budynek D-1 PWr., tel. 71 320 Prowadzimy sprzedaż wysyłkową: zamawianie.ksiazek@pwr.wro

ISBN 978-83-7493-771-9