

ЛИТЕРАТУРА

1. **Арешян Г.Л.** Новый метод исследования переходных процессов в АД // Изв.НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. - 1998. - Т.51, №3. - С. 314 -322.
2. **Арешян Г.Л.** Обратное преобразование Лапласа для рациональных алгебраических функций с разложением оригинала по степеням. - Деп. в АрмНИИНТИ, № 27- АР 92 от 11.11.1992.

ГИУА

23.09.1999

Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2000. Т. LIII, № 1.

ՀՏԴ 621.396.671

ԷԼԵԿՏՐԱՏԵԽՆԻԿԱ

Մ.Ա. ԱՐԱՄՅԱՆ, Վ.Ս. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Գ.Կ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԴԻՍՊԵՐՍ ՖԱԶԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՈՐՊԵՍ ԱՅՐ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ՖՈՒՆԿՑԻԱ

Հետազոտվում են անհամասեռ համակարգեր, որոնց դիսպերս ֆազի պարամետրը փոփոխական մեծություն է: Առաջարկված մեթոդը թույլ է տալիս ներառումների բևեռացման էներգիան ներկայացնել որպես ֆունկցիա իր իսկ պարամետրից, որը հնարավորություն կտա հաշվել այդ համակարգերի միջինացված պարամետրերը:

Исследуются неоднородные системы, параметр дисперсной фазы которых является переменной величиной. Предложенный метод дает возможность представить энергию поляризации включений как функцию от своего же параметра, что позволит вычислить усредненные параметры этих систем.

Библиогр.: 9 назв.

Inhomogeneous systems are studied, their dispersion phase parameter being a variable. The proposed method enables to present the polarity energy inclusions as a function of its own parameter which allows to calculate the averaging parameters of these systems.

Ref. 9.

Դիսպերս համակարգերը լայն կիրառություն ունեն գիտության և տեխնիկայի բոլոր բնագավառներում: Այդ պատճառով նման համակարգերի էլեկտրական, մագնիսական, ջերմային և այլ հատկությունների հետազոտությամբ զբաղվում են ավելի քան հարյուր տարի: Այդ հետազոտությունները վերջին հաշվով հանգեցնում են անհամասեռ համակարգերում դաշտերի հաշվարկի և այդ համակարգերի միջինացված պարամետրերի որոշմանը: Չնայած բազմաթիվ հետազոտությունների առկայությանը (տես. մենագրությունները և ակնարկային հոդվածները [1-2]), անհամասեռ համակարգերի տարատեսակությունը և բարդ կառուցվածքը թույլ չեն տվել ստանալ վերը

նշված խնդիրների ընդհանուր և ճշգրիտ լուծումները: Այդ պատճառով անհամասեռ համակարգերը փոխարինվել են մոդելներով, որոնք մոտավոր ձևով նկարագրում են իրական համակարգերում ընթացող գործընթացները: Ընդ որում, առաջարկված մոտավոր լուծումները կիրառելի են միայն տվյալ անհամասեռ համակարգի համար: Ելնելով հարցի կարևորությունից՝ այդ հետազոտությունները շարունակվում են մինչև այժմ [3-6]:

Հետազոտվել են անհամասեռ համակարգեր, որոնց ներառումների պարամետրերը փոփոխական մեծություններ են: Ստացված ելքային արդյունքները կիրառելի են ցանկացած երկրաչափական ձև ունեցող ներառումներով անհամասեռ համակարգերի համար:

Հետազոտությունները կատարվել են դիէլեկտրիկ-դիէլեկտրիկ համա-կարգում՝ արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտի առկայությամբ, իսկ ստացված արդյունքները հայտնի մեթոդներով կարող են օգտագործվել մագնիսական, ջերմային և այլ դաշտերում ուսումնասիրվող համակարգերի համար: Հետազոտվող համակարգը ենթադրվում է իզոտրոպ, իսկ էլեկտրական շեղման վեկտորի և էլեկտրական դաշտի լարվածության միջև կապը՝ գծային: Դիտարկվել են անհամասեռ համակարգեր, որոնցում տեղի ունի $\chi \gg 1$ պայմանը (χ^{-1} -ը կրկնակի էլեկտրական շեղման հաստությունն է, ℓ -ը ներառումների գծային չափը)*:

Ենթադրենք ունենք $\varepsilon_1 = 1$ հարաբերական դիէլեկտրիկական թափանցելիությամբ (ԴԹ) համասեռ միջավայր, որում հաստատված է $\vec{E}_0$ լարվածությամբ արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտ: Մտցնելով այդ միջավայրի մեջ v_{2k} ծավալով և ε_2 ԴԹ n_0 քանակով ներառումներ, ստանում ենք իրական անհամասեռ համակարգ:

Լորենցի միջինացման սահմանման հիման վրա առաջարկված է անհամասեռ համակարգի համարժեք մոդելը, որում միջինացման անվերջ փոքր v_0 ծավալը փոխարինված է $\varepsilon_{\text{լ}}$ միջինացված ԴԹ համասեռ միջավայրով [3-8]:

Դիտարկենք ավելի ընդհանուր դեպք, երբ վերը նշված դիսպերսային միջավայր մտցվող n_0 ներառումների ԴԹ-ը փոփոխական մեծություն է: Հաշվենք այդ մարմինների բևեռացման էներգիան որպես ֆունկցիա ներառումների պարամետրից: Դրա համար նախ հաշվենք լրիվ դաշտի էներգիան մինչ ներառումներ մտցնելը: Օգտագործելով վեկտորական անալիզի թեորեմներից մեկը (Գրինի թեորեմը)՝ լրիվ դաշտի էներգիայի համար կստանանք.

$$W_0 = 1/2 \int \vec{E}_0 \vec{D}_0 dv = 1/2 \int \rho_0 \phi_0 dv, \quad (1)$$

որտեղ ϕ_0 -ն արտաքին դաշտով պայմանավորված պոտենցիալն է; ρ_0 -ն ազատ լիցքերի ծավալային խտությունն է; $\vec{D}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}_0$:

Այժմ դիսպերսային միջավայրի v_0 ծավալի մեջ մտցնենք n_0 քանակով և v_{2k} ծավալով ներառումներ, որոնց ε ԴԹ-ն անվերջ փոքր

* Հետազոտությունները փոփոխական էլեկտրական դաշտերի, ինչպես նաև $\chi \ll 1$ պայմանի դեպքում առանձին դիտարկման նյութ են:

$\delta\varepsilon = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0$ չափով տարբերվում է դիսպերսիոն միջավայրի $\Gamma\theta$ -ից: Ներառումների բևեռացման հետևանքով դաշտի և միջավայրի պարամետրերը կկրեն անվերջ փոքր փոփոխություններ: Այժմ լրիվ դաշտի էներգիայի համար կստանանք.

$$W = 1/2 \int (\rho_0 + \delta\rho_2)(\varphi_0 + \delta\varphi)dv, \quad (2)$$

որտեղ $\delta\rho_2$ -ը կապակցված լիցքերի խտության անվերջ փոքր փոփոխությունն է; $\delta\varphi$ -ը տարածության ցանկացած կետում պոտենցիալի անվերջ փոքր փոփոխությունն է՝ պայմանավորված $\delta\rho_2$ -ով:

Էներգիայի անվերջ փոքր փոփոխությունը՝ պայմանավորված բևեռացմամբ, (2)-ի և (1)-ի տարբերությունն է.

$$\delta W_2 = 1/2 \int \rho_0 \delta\varphi dv + 1/2 \int \varphi_0 \delta\rho_2 dv : \quad (3)$$

Այս արտահայտությունն ստանալիս ենթահետեզրալային արտահայտության $\delta\varphi\delta\rho_2$ անդամը անտեսվել է որպես երկրորդ կարգի անվերջ փոքր մեծություն: Այժմ (3)-ում $\delta\rho_2$ փոփոխությունը արտահայտենք դիսպերսային միջավայրի և ներառումների $\Gamma\theta$ -ի միջոցով: Դրա համար օգտվենք դիպոլային մոմենտի ընդհանուր սահմանումից [7].

$$\bar{p}_2 = \int_{V_{2k}} \vec{r} \rho_{2k} dv = \int_{V_{2k}} \vec{P}_{2k} dv, \quad (4)$$

որտեղ $\vec{P}_{2k}$ -ն բևեռացման վեկտորն է; ρ_{2k} -ն՝ կապակցված լիցքերի միջին խտությունը:

Նկատենք, որ (4)-ը կախված չէ ներառման երկրաչափական ձևից, քանի որ այն $\int \rho_2 dv = 0$ և $\rho_2 = -\text{div} \vec{P}_2$ առնչությունների հետևանքն է, իսկ այդ հավասարումները ճիշտ են ցանկացած ձևի պինդ դիէլեկտրիկական մարմինների համար:

Այսպիսով, ներառման ներսում $\delta\rho_{2k}$ փոփոխության ժամանակ կունենանք.

$$\vec{r} \delta\rho_{2k} = \delta\vec{P}_{2k} = \delta\varepsilon \vec{E}_{2k}, \quad (5)$$

որտեղ $\vec{E}_{2k} = \vec{E}_0 + \delta\vec{E}$ -ն դաշտի լարվածությունն է k -րդ ներառման ներսում:

Նկատի ունենալով, որ $\varphi_0 = -\vec{E}_0 \vec{r} = -(\vec{E}_{2k} - \delta\vec{E}) \vec{r}$, և հաշվի առնելով (5)-ը, էներգիայի (3) փոփոխության համար կստանանք.

$$\delta W_{2k} = -\frac{1}{2} \int_{V_{2k}} \vec{E}_0 \vec{E}_{2k} \delta\varepsilon dv + \frac{1}{2} \int \rho_0 \delta\varphi dv : \quad (6)$$

$\vec{E}_0 = \vec{E}_{2k} - \delta\vec{E}$ -ն (6)-ի մեջ տեղադրելով, կստանանք՝

$$\delta W_{2k} = -\frac{1}{2} \int_{V_{2k}} E_{2k}^2 \delta\varepsilon dv + \frac{1}{2} \int_{V_{2k}} \vec{E}_{2k} \delta\varepsilon \delta\vec{E} dv + \frac{1}{2} \int \rho_0 \delta\varphi dv : \quad (7)$$

Այս հավասարման աջ մասի երկրորդ անդամը որպես երկրորդ կարգի անվերջ փոքր մեծություն, կարող ենք արհամարհել: Այդ դեպքում, ինտեգրելով (7)-ը ε_1 -ից ε սահմաններում և տարածելով բոլոր V_{2k} -երի

վրա, n_0 օտար մարմինների բևեռացման էներգիայի համար (գրոյական վիճակի դրության նկատմամբ՝ $\rho_0 = 0$) վերջնական տեսքով կստանանք.

$$W_2 = -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^{n_0} \int_{v_{2k}} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} E_{2k}^2(\varepsilon) d\varepsilon dv : \quad (8)$$

Եթե ներառումների ԴԹ-ն փոփոխական մեծություն է, ապա մոդելի v_0 ծավալով համասեռ մարմնի ԴԹ-ն ևս կլինի փոփոխական մեծություն: Վերը շարադրվածի համանմանությամբ կարող ենք ստանալ մոդելի համասեռ մարմնի բևեռացման էներգիայի արտահայտությունը և, հավասարեցնելով իրական համակարգի n_0 քանակով օտար մարմինների բևեռացման էներգիայի հետ՝ հետևյալ էներգետիկ հավասարությունը.

$$\frac{1}{2} \sum_{k=1}^{n_0} \int_{v_{2k}} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} E_{2k}^2(\varepsilon) d\varepsilon dv = \frac{1}{2} \int_{v_0} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_{ju}} E^2(\varepsilon) d\varepsilon dv, \quad (9)$$

որտեղ $\vec{E}$ -ն դաշտի լարվածությունն է մոդելի համասեռ մարմնի ներսում; ε_{ju} -ն՝ խառնուրդի ԴԹ-ն:

Որպես օրինակ բերենք f_2 ցածր բաղադրությամբ, գնդաձև ներառումներով խառնուրդի դիէլեկտրիկական թափանցելիության հաշվարկը: Այս դեպքում ներառումները բևեռանում են արտաքին դաշտի ազդեցության տակ: Ուստի ε ԴԹ ունեցող մասնիկի ներսում դաշտի լարվածությունը կախված չէ նրա k համարից.

$$\vec{E}_{2k} = \vec{E}_2 = 3\vec{E}_0 / (\varepsilon + 2), \quad (10)$$

որտեղ ε -ը փոփոխվում է $\varepsilon=1$ -ից մինչև $\varepsilon = \varepsilon_2$ սահմաններում:

Մոդելում միջինացման v_0 տիրույթը քննարկվող դեպքում նույնպես գնդաձև է: Հետևաբար՝

$$\vec{E} = 3\vec{E}_0 / (\varepsilon_c + 2), \quad (11)$$

որտեղ միջինացված համասեռ տիրույթի $\varepsilon = \varepsilon_c$ ԴԹ-ը կփոփոխվի $\varepsilon_c = 1$ մինչև $\varepsilon_c = \varepsilon_{ju}$ տիրույթում:

Տեղադրելով (10)-ը և (11)-ը (9)-ի մեջ և ինտեգրելով, կստանանք

$$\varepsilon_{ju} = \frac{\varepsilon_2 + 2 + 2f_2(\varepsilon_2 - 1)}{\varepsilon_2 + 2 - f_2(\varepsilon_2 - 1)} \quad (12)$$

Մաքսվելի-Լորենցի բանաձևը, որտեղ $f_2 = n_0 v_2 / v_0$:

Այսպիսով, ներառումների բևեռացման էներգիան ներկայացնելով որպես ֆունկցիա իր իսկ պարամետրից և ստանալով (9)-ը, հնարավոր է հաշվել ε_{ju} - ն:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Нетушил А.В.** Модели электрических полей в гетерогенных средах нерегулярных структур // Электричество. - 1975. - № 10. - С.1-8.
2. **Дульнев Г.Н., Новиков В.В.** Процессы переноса в неоднородных средах . - М.: Энергоатомиздат. - 1991. - 248 с.
3. **Арамян М.А.** Уточнение в теории расчета диэлектрической проницаемости Максвелла-Вагнера // Изв.РАН. Коллоидный журнал. - 1992. - Т. 54, №5. - С.24-33.
4. **Арамян М.А.** К расчету полей в слоистых структурах и вычисление интегральных параметров // ИФЖ. - 1994.- Т. 67, № 1-2. - С. 132-140.
5. **Арамян М.А.** К моделям электрических полей в гетерогенных средах нерегулярных структур // Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. - 1995. - Т.48, № 3.- С.190-194.
6. **Арамян М.А.** Расчет потенциальных полей и средних параметров дисперсных систем регулярных структур с различными формами включений // Электричество. - 1997. - № 2. - С. 64-69.
7. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Электродинамика сплошных сред. - М.: Гос. издат. техн.-теор. лит. - 1985. - 532 с.
8. **Тамм И.Е.** Основы теории электричества. - М.: Наука, 1989. - 504 с.
9. **Стрэттон Дж.А.** Теория электромагнетизма. - М.: Гос.изд.техн.-теор. лит.,1948. - 540 с.

ԵձՕԾ

02.03.1999

Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2000. Т. LIII, № 1.

УДК 621.382.333

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г.Е. АЙВАЗЯН

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В СИСТЕМЕ ПЛЕНКА-ПОДЛОЖКА

Վերլուծված են թաղանթ-հարթակ համակարգում ներքին լարվածությունների որոշման համար Մթոռնիի բանաձևերի կիրառման սահմանները:

Проанализированы пределы применимости формул Стоуни для расчета внутренних напряжений в системе пленка-подложка.

Ил.2. Библиогр.: 6 назв.

The analysis of Stowne's formula applicability limits for the internal stress calculation in the film-substrate system has been made.

Илл.2. Ref. 6.

Исследованию напряженно-деформированного состояния систем пленка-подложка, широко применяемых в микроэлектронике, посвящено большое количество работ [1-5]. Во всех этих работах определение