

PARALLEL O‘TKAZGICH PLASTINALAR ORASIDAGI ELEKTROSTATIK MAYDONNI KO‘ZGULI ZARYADLAR USULI BILAN TAHLIL QILISH

Quvondiqova Nozimaxon Ruslon qizi

Mirzo Ulug‘bek nomidagi O‘zbekiston Milliy universiteti

Fizika fakulteti 3-bosqich talabasi

quvondiqovanozimaxon011@gmail.com

Annotatsiya: Fizikadagi ko‘plab go‘yoki oddiy muammolar diqqat bilan ko‘rib chiqilganda unchalik ham oddiy emasligi ma‘lum bo‘ladi. Bunga misol sifatida plastinkali kondensator maydonida nuqtaviy zaryadning harakatini ko‘rib chiqamiz. Bir qarashda bu maktabdagi fizika darslarida o‘tiladigan doimiy kuch maydonidagi harakatga misol bo‘lib ko‘rinadi. Biroq bu soddalashtirilgan qarashda maydon manbalari, ya‘ni kondensator plastinkalaridagi sirt zaryadlari o‘zgarmas deb faraz qilinadi. Aslida esa nuqtaviy zaryad manbalarga ham ta‘sir ko‘rsatadi va har ikkala plastinkada nuqtaviy zaryadga nisbatan qarama-qarshi ishorali “ta‘sir zaryadlari”ni hosil qiladi. Bu ta‘sir zaryadlari maydonni, demak, nuqtaviy zaryadning tezlanishini ham o‘zgartiradi va o‘z navbatida nuqtaviy zaryadning joylashuviga bog‘liq bo‘ladi. Umumiy natija shundan iboratki, nuqtaviy zaryad harakati bilan ta‘sir effektlari o‘rtasida murakkab o‘zaro bog‘liqlik yuzaga keladi, bunda sabab va natija o‘rtasidagi farq noaniq bo‘lib qoladi.

Bayon etilgan masalani nazariy jihatdan ko‘rib chiqishda oraliq bosqich sifatida plastinkali kondensator uchun (Dirixle) Grinning funksiyasi $\Phi(r, r_0)$ ni hisoblash xizmat qiladi. Bu aslida plastinkalar orasida r_0 holatida joylashgan nuqtaviy zaryadning elektr potensialidir, bunda Dirixle chegaraviy sharti shundan iboratki, agar r kondensator plastinkalari sirtida yotsa, $\Phi(r, r_0)$ nolga teng bo‘ladi. Shundan kelib chiqib, nuqtaviy zaryad harakati uchun potensial energiya $\Phi(r, r_0)$ dan uning Kulon potensialini ayirish, sof kondensator potensialini qo‘shish va natijada $r = r_0$ deb olish orqali aniqlanishi mumkin. Albatta, biz ta‘sirlangan sirt zaryadlari nuqtaviy zaryad harakatiga hech qanday kechikishsiz, ya‘ni bir zumda javob beradi deb faraz qilamiz. Ikki parallel o‘tkazuvchi plastinka uchun Grinning funksiyasi ma‘lum bo‘lib, u adabiyotlarda Laplas operatorining silindrik simmetriyaga ega xos funksiyalariga ko‘ra ikki martalik qator yoyilmasi ko‘rinishida keltirilgan. Biroq bu ikki martalik qator ko‘rinishidagi ifoda bizning masalamiz uchun kamroq mos keladi, shu sababli biz $\Phi(r, r_0)$ ni hisoblashning ko‘zguli zaryadlar g‘oyasiga asoslangan boshqa usulini taklif qilamiz. Plastinkali kondensatorda nuqtaviy zaryad potensialini cheksiz ko‘p ko‘zguli zaryadlar yordamida hisoblash yondashuvi ba‘zan internetda va ma‘ruza konspektlarida muhokama qilinadi, biroq bizning bilishimizcha, u hech qachon aniq va to‘liq bajarilmagan. Istisno sifatida [3] manbani keltirish mumkin, unda nuqtaviy zaryad plastinkalar orasining aynan o‘rtasida joylashgan maxsus holat ko‘rib chiqilgan. Ma‘lumki, faqat bitta o‘tkazuvchi plastinka mavjud bo‘lganda, Grinning

funksiyasini plastinkadan x masofada joylashgan q nuqtaviy zaryadga qo‘shimcha ravishda, plastinka ortida x masofada joylashgan soxta “ko‘zguli zaryad” $-q$ ni faraz qilish va $\Phi(r, r_0)$ ni har ikkala zaryad potentsiallarining yig‘indisi sifatida aniqlash orqali qurish mumkin. Agar ikkita plastinka mavjud bo‘lsa, mos ravishda ikkita “asosiy” ko‘zguli zaryad bilan ishlash mumkin. Bu ko‘zguli zaryadlarning har biri o‘ziga tegishli plastinkada doimiy potentsialni ta‘minlaydi, biroq boshqa plastinkadagi potentsialni buzadi. Buni kompensatsiya qilish uchun qo‘shimcha “ikkilamchi” ko‘zguli zaryadlarni kiritish mumkin, ammo shunda o‘xshash muammo yana paydo bo‘ladi, garchi kamroq darajada bo‘lsa ham. Umuman olganda, Grinning funksiyasi haqiqiy nuqtaviy zaryadning Kulon potentsialiga qo‘shimcha ravishda, plastinkalardan tobora uzoqroq masofalarda joylashgan cheksiz ko‘p ko‘zguli zaryadlarning Kulon potentsiallaridan tashkil topgan (dastlab formal) qator sifatida natija beradi. Bu qator ifodasining yaqinlashuvi isbotlangan. Shunga o‘xshash, cheksiz ko‘p ko‘zguli zaryadlarni o‘z ichiga olgan yondashuvlar o‘tkazuvchi silindr o‘qi ustida joylashgan nuqtaviy zaryad masalasiga yoki ikki shar uchun o‘z-o‘zidan va o‘zaro sig‘imlarni topishga qo‘llanilgan.

Kalit so‘zlar: zaryad, kondensator, plastinka, nuqtaviy zaryad, elektrostatik maydon, “asosiy” ko‘zguli zaryadlar, “ikkilamchi” ko‘zguli zaryad, koordinatalar, generatsiya, simmetrik.

Abstract: Many seemingly simple physical problems turn out to be not so simple upon closer inspection. As an example, we consider the motion of a point charge in the field of a parallel-plate capacitor. At first sight, this seems like an example of motion in a constant force field, as taught in high school physics lessons. However, this simplified view assumes that the field sources, namely the surface charges on the capacitor plates, remain constant. In reality, the point charge also affects the sources and creates “induced charges” of opposite sign relative to the point charge on both plates. These induced charges change the field, and consequently, the acceleration of the point charge, which in turn depends on the position of the point charge itself. The overall result is a complex interaction between the motion of the point charge and the induction effects, where the distinction between cause and effect becomes blurred.

In the theoretical consideration of the described problem, an intermediate step involves calculating the Green's function (Dirichlet) $\Phi(r, r_0)$ for a parallel-plate capacitor. This is essentially the electric potential of a point charge located at position r_0 between the plates, where the Dirichlet boundary condition is that if r lies on the surface of the capacitor plates, $\Phi(r, r_0)$ is zero. Based on this, the potential energy for the point charge motion can be determined by subtracting its Coulomb potential from $\Phi(r, r_0)$, adding the pure capacitor potential, and finally setting $r = r_0$. We assume, of course, that the induced surface charges respond to the motion of the point charge instantaneously, i.e., without any delay. The Green's function for two parallel conducting plates is known and is presented in the literature as a double series expansion in terms of the eigenfunctions of the Laplace operator with cylindrical symmetry. However, this double series expression is less suitable for our problem;

therefore, we propose another method for calculating $\Phi(r, r_0)$ based on the idea of image charges. The approach of calculating the potential of a point charge in a parallel-plate capacitor using an infinite number of image charges is sometimes discussed on the internet and in lecture notes, but to our knowledge, it has never been performed accurately and completely. As an exception, source [3] can be cited, in which a special case is considered where the point charge is located exactly in the middle between the plates. It is known that when only one conducting plate exists, the Green's function can be constructed by assuming, in addition to a point charge q located at a distance x from the plate, a fictitious "mirror charge" $-q$ located at a distance x behind the plate, and defining $\Phi(r, r_0)$ as the sum of the potentials of both charges. If two plates are present, two "primary" image charges can be used accordingly. Each of these image charges ensures a constant potential on its respective plate but disturbs the potential on the other plate. To compensate for this, additional "secondary" image charges can be introduced, but then a similar problem arises again, albeit to a lesser extent. In general, the Green's function, in addition to the Coulomb potential of the real point charge, yields a (initially formal) series consisting of the Coulomb potentials of an infinite number of image charges located at increasingly greater distances from the plates. The convergence of this series expression has been proven. Similar approaches involving an infinite number of image charges have been applied to the problem of a point charge located on the axis of a conducting cylinder or to finding self and mutual capacitances for two spheres.

Keywords: charge, capacitor, plate, point charge, electrostatic field, "primary" image charges, "secondary" image charge, coordinates, generation, symmetric.

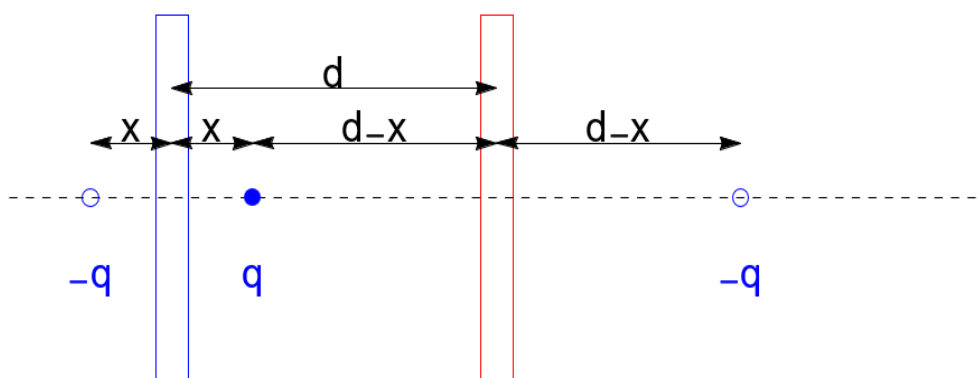
Аннотация: Многие кажущиеся простыми физические проблемы при внимательном рассмотрении оказываются далеко не тривиальными. В качестве примера рассмотрим движение точечного заряда в поле плоского конденсатора. На первый взгляд, это кажется примером движения в постоянном силовом поле, изучаемым на школьных уроках физики. Однако в таком упрощенном представлении предполагается, что источники поля, то есть поверхностные заряды на пластинах конденсатора, неизменны. На самом же деле точечный заряд также воздействует на источники и создает на обеих пластинах «индуцированные заряды» противоположного знака по отношению к точечному заряду. Эти индуцированные заряды изменяют поле, а значит, и ускорение точечного заряда, что, в свою очередь, зависит от положения самого точечного заряда. Общий результат заключается в возникновении сложной взаимосвязи между движением точечного заряда и эффектами влияния, где различие между причиной и следствием становится неочевидным.

Теоретическое рассмотрение изложенной задачи в качестве промежуточного этапа предполагает вычисление функции Грина (Дирихле) $\Phi(r, r_0)$ для плоского конденсатора. По сути, это электрический потенциал точечного заряда,

расположенного в положении r_0 между пластинами, где граничное условие Дирихле заключается в том, что если r лежит на поверхности пластин конденсатора, то $\Phi(r, r_0)$ равно нулю. Исходя из этого, потенциальная энергия для движения точечного заряда может быть определена путем вычитания его кулоновского потенциала из $\Phi(r, r_0)$, добавления потенциала чистого конденсатора и, в итоге, принятия $r = r_0$. Разумеется, мы предполагаем, что индуцированные поверхностные заряды реагируют на движение точечного заряда мгновенно, то есть без задержки. Функция Грина для двух параллельных проводящих пластин известна и приводится в литературе в виде двойного ряда разложения по собственным функциям оператора Лапласа, обладающим цилиндрической симметрией. Однако это выражение в виде двойного ряда менее удобно для нашей задачи, поэтому мы предлагаем другой метод расчета $\Phi(r, r_0)$, основанный на идее зеркальных зарядов. Подход к расчету потенциала точечного заряда в плоском конденсаторе с помощью бесконечного числа зеркальных зарядов иногда обсуждается в интернете и лекционных конспектах, но, насколько нам известно, он никогда не был выполнен точно и полно. В качестве исключения можно привести источник [3], где рассмотрен частный случай, когда точечный заряд расположен точно посередине между пластинами. Известно, что при наличии только одной проводящей пластины функцию Грина можно построить, предположив в дополнение к точечному заряду q , расположенному на расстоянии x от пластины, фиктивный «зеркальный заряд» $-q$, расположенный за пластиной на расстоянии x , и определив $\Phi(r, r_0)$ как сумму потенциалов обоих зарядов. Если имеются две пластины, можно работать соответственно с двумя «основными» зеркальными зарядами. Каждый из этих зеркальных зарядов обеспечивает постоянный потенциал на своей пластине, но нарушает потенциал на другой пластине. Для компенсации этого можно ввести дополнительные «вторичные» зеркальные заряды, но тогда аналогичная проблема возникнет снова, хотя и в меньшей степени. В целом, функция Грина в дополнение к кулоновскому потенциалу реального точечного заряда дает результат в виде (первоначально формального) ряда, состоящего из кулоновских потенциалов бесконечного числа зеркальных зарядов, расположенных на все более дальних расстояниях от пластин. Доказана сходимость выражения этого ряда. Подобные подходы, включающие бесконечное число зеркальных зарядов, применялись к задаче о точечном заряде, расположенном на оси проводящего цилиндра, или для нахождения собственных и взаимных емкостей для двух шаров.

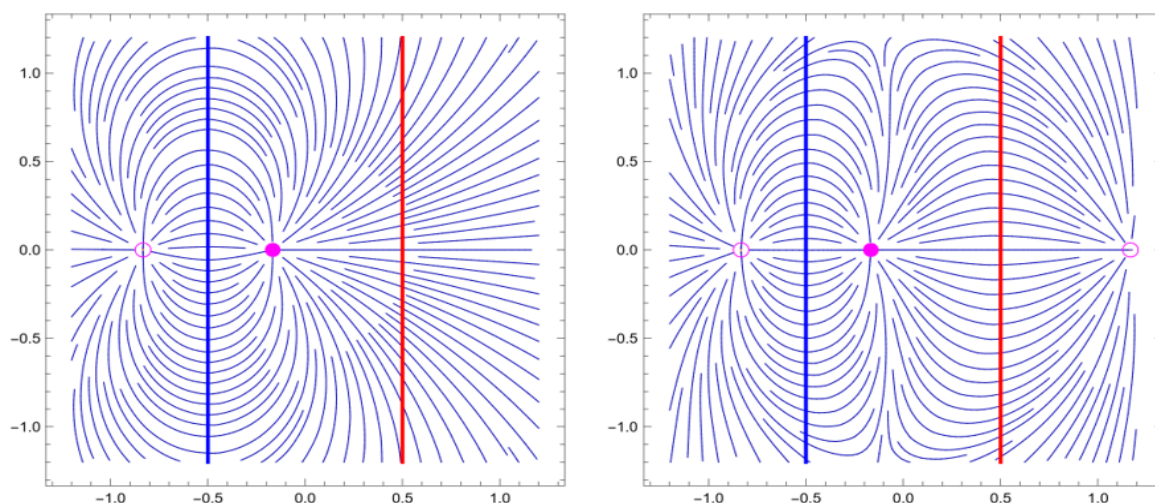
Ключевые слова: заряд, конденсатор, пластина, точечный заряд, электростатическое поле, «основные» зеркальные заряды, «вторичный» зеркальный заряд, координаты, генерация, симметричный

Nuqtaviy zaryad q ning cheksiz kengaytirilgan o'tkazuvchi plastikadan x masofada joylashgan potentsiali fundamental ko'zguli zaryad usuli yordamida hisoblanishi mumkin. Usul mohiyati plastinka ortida x masofada qarama-qarshi ishorali $-q$ zaryadli mavhum zaryadni kiritib, maydonlar superpozitsiyasini hisoblashdan iborat (1-rasm). Bunda maydon chiziqlari sirtga perpendikulyar yo'nalib, ekvipotensial sirtini shakllantradi (2-rasm, chap panel). Agar tizimga masofasi d bo'lgan ikkinchi parallel plastinka qo'shilsa, uning ortida ham $d-x$ masofada $-q$ ko'zguli zaryadi hosil bo'ladi. Ushbu ikki zaryad “asosiy” ko'zguli zaryadlar hisoblanadi.



1-rasm: Ushbu maqolada ko'rib chiqilgan masala sxemasi:

Biroq nuqtaviy zaryad va ikkita ko'zguli zaryaddan iborat tizimning maydon chiziqlari ikki plastika sirtiga aniq perpendikulyar emas, qarang 2-rasm, o'ng panel, chunki chap ko'zguli zaryad maydoni o'ng plastika sirtiga perpendikulyar emas va aksincha, o'ng ko'zguli zaryad maydoni chap plastika sirtiga perpendikulyar emas. Elektrostatik masalani yanada yaqinlashtirish uchun asosiy ko'zguli zaryadlarning qo'shimcha “ikkilamchi” ko'zguli zaryadlari kiritilishi mumkin. Biroq shunda o'xshash muammo yana paydo bo'ladi, garchi kamroq darajada bo'lsa ham.



2-rasm: Chap panel: Nuqtaviy zaryad (magenta nuqta) va chap ko‘zguli zaryad (magenta doira) tomonidan hosil qilingan maydon sxemasi.

Biz d masofada joylashgan ikki kondensator plastikasini ko‘rsatamiz. Plastikalar orasida harakat qilayotgan q zaryadli zarracha chap plastika bilan x masofada va o‘ng plastika bilan $d - x$ masofada joylashgan. Biz chap plastika bilan x masofada joylashgan “asosiy” chap ko‘zguli zaryad $-q$ va o‘ng plastika bilan $d - x$ masofada joylashgan “asosiy” o‘ng ko‘zguli zaryad $-q$ ni hisobga olamiz. Har ikkala asosiy ko‘zguli zaryad navbatma-navbat ishorali qo‘shimcha “ikkilamchi” ko‘zguli zaryadlar qatorini hosil qiladi, ular kondensator plastikalari o‘ngida yoki chapida markaziy chiziqda (qalin qora chiziq bilan ko‘rsatilgan) joylashgan.

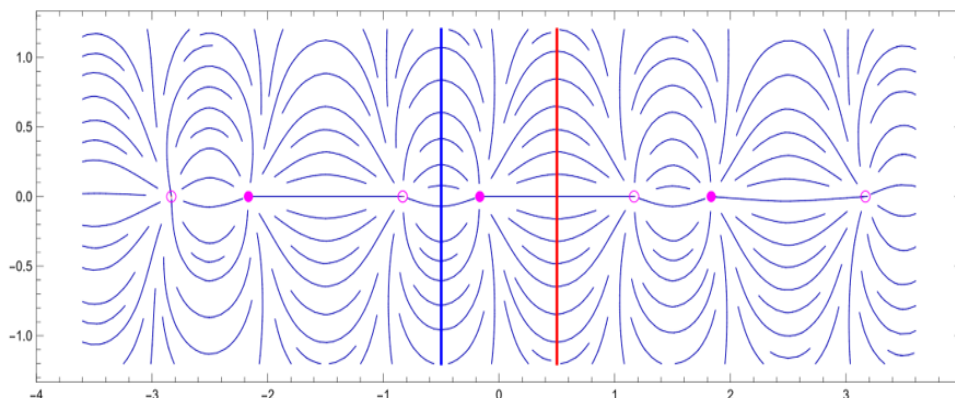
Maydon chiziqlari chap plastika (ko‘k chiziq)ga perpendikulyar. O‘ng panel: Nuqtaviy zaryad va ikkita “asosiy” ko‘zguli zaryad (magenta doiralar) tomonidan hosil qilingan maydon sxemasi. Maydon chiziqlari faqat zaryadlarni bog‘lovchi markaziy chiziqqa yaqin markaziy hududda plastikalarga (ko‘k va qizil chiziq) taxminan perpendikulyar. Shundan keyin asosiy ko‘zguli zaryadlarning masofalari, ya‘ni $n = 1$ uchun, quyidagicha bo‘ladi:

$$R_1(1) = x, \quad L_1(1) = x + d, \quad (1)$$

$$R_2(1) = 2d - x, \quad L_2(1) = d - x, \quad (2)$$

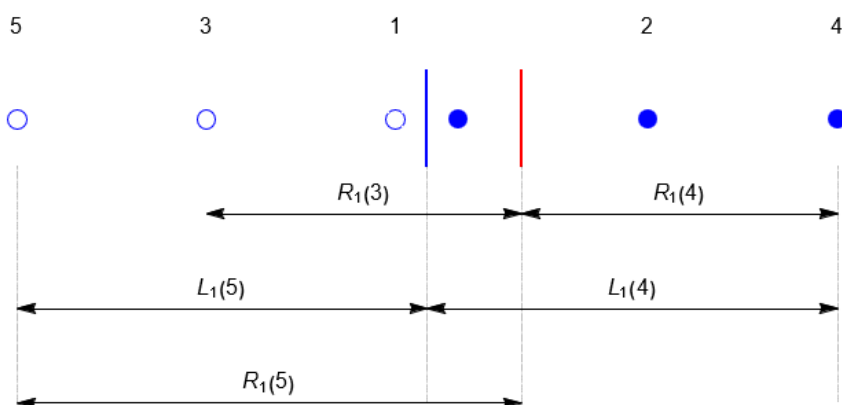
Ko‘zguli zaryadlar navbatma-navbat ishorali bo‘ladi $((-1)^n q)$ har ikkala generatsiya uchun, shunda, $q > 0$ deb faraz qilinsa, birinchi generatsiyadagi barcha manfiy zaryadlar chap plastikaning chap tomonida, ikkinchi generatsiyadagi barcha manfiy zaryadlar o‘ng

plastikaning o‘ng tomonida joylashadi. Shuningdek, to‘rtta qator mavjud: $n \rightarrow L_i(n), R_i(n), i = 1, 2$.



3-rasm: Nuqtaviy zaryad, ikkita “asosiy” ko‘zguli zaryad va navbatma-navbat ishorali 8 ta qo‘shimcha “ikkilamchi” ko‘zguli zaryad tomonidan hosil qilingan maydon sxemasi.

Bizga shu 8 tadan faqat 4 tasi ko‘rinadi. Umumiy maydon har ikkala plastinka ustida vertikal bo‘lib, juda yaxshi taxminni beradi. Nuqtaviy zaryadning haqiqiy maydoni faqat plastikalar orasidagi maydonda cheklangan cheksiz ko‘p ko‘zguli zaryadlar chegarasi orqali olinadi. Bu maydondan tashqaridagi mavhum maydon faqat tushuntirish maqsadida ko‘rsatilgan.



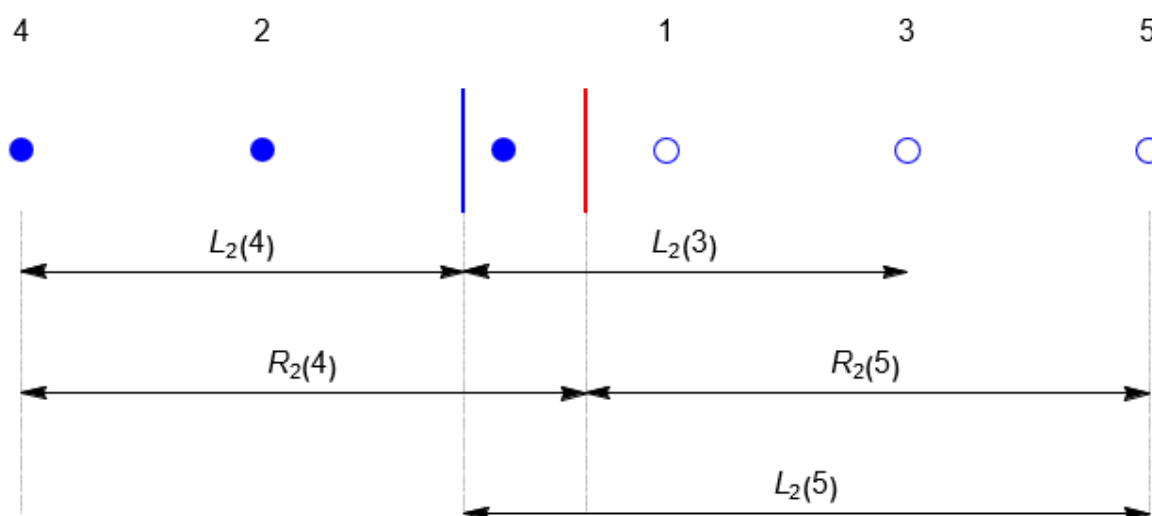
4-rasm: Birinchi generatsiyaning birinchi beshta ko‘zguli zaryadi sxemasi

$$L_1(n+1) = \begin{cases} L_1(n) & : n \\ R_1(n) + d & : n \end{cases} \quad (3)$$

$$R_1(n+1) = \begin{cases} L_1(n) + d & : n \\ R_1(n) & : n \end{cases} \quad (4)$$

$$L_2(n+1) = \begin{cases} R_1(n) & : n \\ L_2(n) & : n \end{cases} \quad (5)$$

$$R_2(n+1) = \begin{cases} R_2(n) & : n \\ L_2(n) + d & : n \end{cases} \quad (6)$$



5-rasm: Ikkinchi generatsiyaning birinchi beshta ko‘zguli zaryadi sxemasi.

Birinchi qator ularning raqamlarini o‘z ichiga oladi. Toq zaryadlar kondensatorning chap plastikasida aks ettiriladi, bu esa juft zaryadlar hosil qiladi. Shu sababli, chap plastikaga bo‘lgan mos masofalar bir xil bo‘ladi. Juft zaryadlarning o‘ng plastika bilan masofasi oshiriladi. Juft zaryadlar o‘ng plastika bilan aks ettiriladi, natijada toq zaryadlar hosil bo‘ladi. Shu sababli, o‘ng plastikaga bo‘lgan mos masofalar teng bo‘ladi. Bundan tashqari, toq zaryadlarning chap plastikaga bo‘lgan masofasi oshiriladi. Bu ikkinchi generatsiyaning ko‘zguli zaryadlari uchun (5) va (6) takrorlanish bog‘lanmalarini tushuntiradi.

(1), (2) va (3)–(6) takrorlanish bog‘lanmalari quyidagi qatorlarni, odatiy juftlik bo‘yicha doimiy qator elementlari bilan, hosil qiladi:

Ularning aniq ifodasi quyidagi shaklda berilishi mumkin:

$$L_1 = (x, 2d + x, 2d + x, 4d + x, 4d + x, \dots), \quad (7)$$

$$R_1 = (d + x, d + x, 3d + x, 3d + x, 5d + x, 5d + x, \dots), \quad (8)$$

$$L_2 = (d - x, d - x, 3d - x, 3d - x, 5d - x, 5d - x, \dots) \quad (9)$$

$$R_2 = (d - x, 3d - x, 3d - x, 5d - x, 5d - x, \dots). \quad (10)$$

$$(11) \quad L_1(n) = 2 \left\lfloor \frac{n}{2} \right\rfloor d + x,$$

$$(12) \quad L_2(n) = 2 \left\lfloor \frac{n+1}{2} \right\rfloor d - x,$$

$$(13) \quad R_1(n) = \left(2 \left\lfloor \frac{n+1}{2} \right\rfloor - 1 \right) d + x,$$

(14)

$n = 1, 2, \dots$ uchun. M $R_2(n) = \left(2 \left\lfloor \frac{n}{2} \right\rfloor + 1\right) d - x$, uring (11) va (12) orqali bajarilishini isbotlaymiz: Avvalo, n juft bo'lsin.

$$L_1(n+1) = 2\left[\frac{n+1}{2}\right]d + x = 2\left[\frac{n}{2}\right]d + x = L_1(n) \quad (15)$$

Keyin, n toq bo'lsin,

$$L_1(n+1) = 2\left[\frac{n+1}{2}\right]d + x = 2\left[\frac{n+1}{2} - 1\right]d + x + d = R_1(n) + d \quad (16)$$

shu bilan (3) ning isboti yakunlanadi.

Ko'zguli zaryadlarning koordinatalarini aniqlash uchun ko'zguli zaryadlarni bog'lovchi markaziy chizig'ni ξ -o'qi sifatida belgilaymiz, uning boshlang'ich nuqtasi ikki plastika orasidagi markazga to'g'ri keladi, shunda asl nuqtaviy zaryad koordinataga ega bo'ladi

$$\xi_0 = x - \frac{d}{2} \quad (17)$$

Shundan so'ng, qisqa hisob-kitob ikki generatsiyadagi ko'zguli zaryadlarning ξ -koordinatalarini quyidagi shaklda beradi:

$$X_1(n) = (-1)^n \left(n - \frac{1}{2}\right) d + x$$

$$X_2(n) = (-1)^n \left(-n + \frac{1}{2}\right) d + x$$

$n = 1, 2, \dots$ uchun

Biz ξ -o'qini 3-o'lchovli Dekart koordinata sistemasiga kengaytiramiz, koordinatalar bo'ladi, shunda ko'zguli zaryadlar koordinatalari:

$$R_1(n) = (X_1(n), 0, 0)$$

$$R_2(n) = (X_2(n), 0, 0)$$

$n = 1, 2, \dots$ uchun va nuqtaviy zaryad quyidagi koordinatalarga ega bo'ladi

$$r_0 = (\xi_0, 0, 0).$$

Plastikali kondensatordagi nuqtaviy zaryadning elektr potentsiali quyidagi cheksiz potentsiallar yig'indisi orqali ifodalanadi

$$\Phi(r, r_0) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\sum_{i=1,2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{|r - R_i(n)|} + \frac{1}{|r - r_0|} \right)$$

Ikkinchi generatsiya uchun, ko'rish mumkinki, ko'zguli zaryadlar juftlari (1,2), (3,4), ... chap plastika nisbatan simmetrik, va ular qarama-qarshi zaryadlarga ega bo'lganligi sababli, har bir juftlikning potentsial yig'indisi chap plastikada nolga teng bo'ladi (5-rasmga qarang). Birinchi generatsiya uchun vaziyat analogik bo'lib, juftlar (2,3), (4,5), ... uchun ham shunday, shunday qilib bu juftlarning hissasi ham chap plastikada nolga teng bo'ladi (4-

rasmga qarang). Qolgan elementlar $n = 1$ raqamli birlamchi ko‘zguli zaryad va nuqtaviy zaryadga to‘g‘ri keladi. Ammo ularning potentsiallari ham chap plastikada nolga qo‘shiladi. O‘ng plastika uchun $\Phi(r, r_0)$ ning nolga tenglashishi bo‘yicha argumentatsiya butunlay analogik.

Xulosa

Ushbu maqolada parallel o‘tkazgich plastinalar orasidagi elektrostatik maydonni tahlil qilishda ko‘zguli zaryadlar usulining qo‘llanilishi va uning nazariy asoslari atroflicha yoritib berilgan. Tadqiqotning asosiy maqsadi maktab fizika kursida soddalashtirilgan holda o‘tiladigan doimiy kuch maydonidagi harakat tushunchasini yanada chuqurlashtirishdan iboratdir. Muallif nuqtaviy zaryadning kondensator plastinkalaridagi sirt zaryadlari taqsimotiga ko‘rsatadigan ta‘sirini, ya‘ni "ta‘sir zaryadlari" hosil bo‘lishini va bu jarayonning zaryad tezlanishiga qayta ta‘sirini matematik model yordamida isbotlab bergan. Masalani yechishda murakkab ikki martalik qator yoyilmalaridan voz kechilib, ko‘zguli zaryadlar g‘oyasiga asoslangan samarali usul taklif etilgan. Ikkita parallel plastinka mavjudligi sababli, chegaraviy shartlarni to‘liq qanoatlantirish uchun cheksiz ko‘p ko‘zguli zaryadlar qatoridan foydalanilgan hamda Dirixle Grin funksiyasi uchun aniq matematik ifodalar qurilgan. Maqolada zaryadlarning koordinatalarini aniqlash uchun rekurrent bog‘lanishlar va ularning cheksiz qator ko‘rinishidagi yig‘indisi keltirilgan bo‘lib, ushbu qatorning yaqinlashishi va plastikalar sirtida potensialning nolga teng bo‘lishi isbotlangan. Yakuniy natijalar shuni ko‘rsatadiki, taklif etilgan usul elektrostatik maydonning murakkab dinamikasini o‘rganishda va nuqtaviy zaryad harakati uchun potensial energiyani aniq hisoblashda yuqori ilmiy ahamiyatga ega.

Adabiyotlar:

1. Matveev A.N. Elektr va magnetizm. Toshkent, "O‘qituvchi", 1989-yil.
2. Griffiths D.J. Introduction to Electrodynamics. 4th Edition, Pearson, 2013.
3. Jackson J.D. Classical Electrodynamics. 3rd Edition, Wiley, 1999
4. Sivuxin D.V. Umumiy fizika kursi. III tom. Elektr. Toshkent, "O‘qituvchi", 1981-yil.
5. HyperPhysics Concepts (Georgia State University): <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/electric/imchg.html>
6. MIT OpenCourseWare: <https://ocw.mit.edu/courses/physics/>
Wolfram MathWorld: <https://mathworld.wolfram.com/MethodofImages.html>