

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Телечки Н. Игор

**ЈОНСКА ОПТИКА ЕЛЕКТРОСТАТИЧКОГ
ДУГИНОГ СОЧИВА**

Докторска дисертација

Институт за нуклеарне науке “Винча“

Београд, 2013

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF PHYSICS

Telecki N. Igor

Ion optics of electrostatic rainbow lenses

Doctoral Dissertation

“ Vinča ” Institute of Nuclear Sciences

Belgrade, 2013.

Ментор

др. Срђан Петровић, Научни саветник Института за нуклеарне науке
“Винча“, Универзитета у Београду.

Чланови комисије

др Љубиша Зековић, редовни професор Физичког факултета,
Универзитета у Београду.

др Горан Попарић, ванредни професор Физичког факултета,
Универзитета у Београду.

датум одбране дисертације:

__ . __ . 2013

Захвалница

Ова докторска дисертација урађена је у Лабораторији за физику (010) Института за нуклеарне науке "Винча". Њеном израдом руководио је др Срђан Петровић, научни саветник у Лабораторији за физику, коме се захваљујем на подршци и сарадњи. Такође, велику захвалност дугујем др Небојши Нешковићу, научном саветнику у Лабораторији за физику, због активне сарадње при изради ове дисертације.

аутор

Резиме

ЈОНСКА ОПТИКА ЕЛЕКТРОСТАТИЧКОГ ДУГИНОГ СОЧИВА

У овој дисертацији проучаване су просторне и угаоне расподеле протона, енергије 10 keV, и њихове одговарајуће линије дуге у случају квадратног електростатичког дугиног сочива. Просторне и угаоне расподеле протона добијене су нумерички решавањем њихових једначина кретања и коришћењем методе компјутерске симулације. Линије дуге су такође одређене нумерички. Сем тога, испитивано је какав утицај имају одговарајуће линије дуге на трансмисију снопа кроз сочиво и након изласка из њега.

Анализиран је модел дугиног сочива, у коме је коришћена аналитичка апроксимација електростатичког поља сочива, и анализиран је уређај дугиног сочива, код кога је коришћено реалистично електростатичко поље сочива, које је добијено нумерички. У случају модела дугиног сочива претпостављено је да је почетни сноп протона паралелан, док је у случају уређаја дугиног сочива почетни сноп протона био паралелан и квази-паралелан.

У случају модела дугиног сочива, изучаване су просторне и угаоне расподеле протона и одговарајуће линије дуге, када је напон на електродама био 10, 20, 50 и 100 kV. У случају уређаја дугиног сочива показано је да се просторне и угаоне линије дуге јављају за много мање вредности напона на електродама сочива у поређењу са моделом дугиног сочива. Наиме, затворене просторне линије дуге унутар сочива и затворене угаоне линије јављају се за напоне на електродама сочива од 2 kV. Ово може да има велики практични значај пошто је много једноставније реализовати и радити са напонима на електродама сочива од 2 kV него са нпр. напонима на електродама од 100 kV.

Показано је да електростатичко дугино сочиво има карактеристична катастрофична фокусирајућа својстава која су одређена одговарајућим

просторним и угаоним линијама дуге. На основу тога може се закључити да би се дуго сочиво могло успешно користити за препарацију и транспорт јонских снопова у постројењима за њихово убрзавање, укључујући њихову препарацију за међусобне сударе јонских снопова, као и за добијање добро дефинисаних профила снопова, који би се могли користити у физици чврстог стања, биофизици, археологији и геологији.

Кључне речи: Динамика јонског снопа, дуге, сочива, катастрофа.

Научна област: Физика

Ужа научна област: Примењена и компјутерска физика

Udk: 53.086:533.9(043.3)

Abstract

Ion optics of electrostatic rainbow lenses

In this dissertation, the spatial and angular distributions of 10 keV protons and the corresponding rainbow lines are investigated in the case of the square electrostatic rainbow lens. The spatial and angular proton distributions were obtained numerically by solving proton's equations of motion and applying the computer simulation method. The rainbow lines were also determined numerically. Besides, influence of the corresponding rainbow lines on the transmission of the beam through the lens and in the space behind is investigated.

The rainbow lens model, which uses analytical approximation of the electrostatic field of the lens, and the rainbow lens device, which uses numerically obtained realistic electrostatic field of the lens, have been analyzed. In the case of the rainbow lens model, the parallel initial proton beam was assumed, while in the case of the rainbow lens device, the initial proton beam was parallel and quasi-parallel.

In the case of rainbow lens model, the spatial and angular distributions and the corresponding rainbow lines have been analyzed, for the electrode voltage equal to 10, 20, 50 and 100 kV. In the case of the rainbow lens device, it is shown that the spatial and angular rainbow lines occur for a much less values of the electrode voltage. Namely, closed spatial rainbow lines inside the lens and closed angular rainbow lines occur for the electrode voltage equal to 2 kV. Practically this could be very important since one can build and work more easily with the electrode voltage of 2 kV than e.g. with the electrode voltage of 100 kV.

It has been shown that the electrostatic rainbow lens has characteristic catastrophic focusing behavior, which is determined by the corresponding spatial and angular rainbow lines. As a result, the rainbow lens could be successfully used for preparation and transportation of ion beams within accelerator facilities, including their preparation for collisions with each other, as well as, for obtaining well defined beam profiles that could be used in condensed matter physics, biophysics and geology.

Keywords: Ion beam dynamics, Lenses Rainbows, Catastrophes.

Scientific field: Applied and computer physics

Udk: 53.086:533.9(043.3)

Садржај

РЕЗИМЕ	V
АБСТРАКТ.....	VII
САДРЖАЈ.....	IX
1.УВОД	1
2. ОСНОВНИ ПОЈМОВИ ЈОНСКЕ ОПТИКЕ	4
2.1. МЕТОД ТРАНСФЕР МАТРИЦЕ	4
2.2. ТРАНСПОРТ КРОЗ ОПТИЧКИ СИСТЕМ ЈЕДНОГ ТАНКОГ СОЧИВА.....	6
2.3. ТРАНСПОРТ КРОЗ ОПШТИ ОПТИЧКИ СИСТЕМ.....	8
2.4. ТЕМПЕРАТУРА ЈОНСКОГ СНОПА	9
2.5. ЕМИТАНСА ЈОНСКОГ СНОПА	10
2.6. СЈАЈ ЈОНСКОГ СНОПА.....	14
3.КВАДРУПОЛНА ЕЛЕКТРОСТАТИЧКА СОЧИВА.....	16
3.1. ЈЕДНОСТРУКО КВАДРУПОЛНО ЕЛЕКТРОСТАТИЧКО СОЧИВО.....	16
3.2. ДВОСТРУКО КВАДРУПОЛНО СОЧИВО	22
4.ЕФЕКАТ ДУГЕ У КАНАЛИСАЊУ ЈОНА У КРИСТАЛИМА	25
4.1. ЕФЕКАТ ДУГЕ	25
4.2. ЕФЕКАТ КРИСТАЛНЕ ДУГЕ	26
5. КВАДРАТНО ЕЛЕКТРОСТАТИЧКО ДУГИНО СОЧИВО	33
5.1. ТЕОРИЈА КВАДРАТНОГ ДУГИНОГ СОЧИВА.....	33
5.2. ПРОСТОРНЕ И УГАОНЕ РАСПОДЕЛЕ И ДУГЕ ТРАНСМИТОВАНИХ ПРОТОНА	39
5.3. ФОКУСИРАЈУЋИ И КОНФИНИРАЈУЋИ КОЕФИЦИЈЕНТИ ПРОТОНСКОГ СНОПА.....	50

6. ФОКУСИРАЈУЋЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ УРЕЂАЈА КВАДРАТНОГ ЕЛЕКТРОСТАТИЧКОГ ДУГИНОГ СОЧИВА.....	53
6.1. ОПИС УРЕЂАЈА КВАДРАТНОГ ЕЛЕКТРОСТАТИЧКОГ ДУГИНОГ СОЧИВА.....	53
6.2. ЕЛЕКТРОСТАТИЧКО ПОЉЕ УРЕЂАЈА КВАДРАТНОГ ЕЛЕКТРОСТАТИЧКОГ ДУГИНОГ СОЧИВА	55
6.3. ГЕНЕРИСАЊЕ СНОПА И ЛИНИЈА ДУГЕ	56
6.4. СЛУЧАЈ ПАРАЛЕЛНОГ СНОПА ПРОТОНА	58
6.5. СЛУЧАЈ КВАЗИ-ПАРАЛЕЛНОГ СНОПА ПРОТОНА	64
6.6. КАРАКТЕРИСТИКЕ СНОПА ПРОТОНА ТРАНСМИТОВАНОГ КРОЗ УРЕЂАЈ ЕЛЕКТРОСТАТИЧКОГ ДУГИНОГ СОЧИВА	74
7. ЗАКЉУЧЦИ.....	78
8. ЛИТЕРАТУРА.....	82
БИОГРАФИЈА	87

1. Увод

У овој дисертацији анализирани су просторне и угаоне расподеле протона енергије 10 kV и њихове одговарајуће линије дуге у случају електростатичког дугиног сочива. Просторне и угаоне расподеле протона добијене су нумеричким решавањем њихових једначина кретања и коришћењем методе компјутерске симулације. Линије дуге су такође одређене нумерички. Сем тога, испитивано је какав утицај имају одговарајуће линије дуге на трансмисију снопа протона кроз сочиво и након изласка из њега.

Мотивација за овај рад била је аналогија између кретања протона у сочиву и каналисања јона у квадратном каналу кристала Si (Petrović et al., 2000). Наиме, у случају каналисања јона јавља се ефекат дуге који је одговоран за фокусирање јона. У складу са тим, у овом раду испитиване су фокусирајуће карактеристике квадратног електростатичког дугиног сочива.

Електростатичко дугино сочиво састављено је од четири паралелне позитивно наелектрисане електроде, чији се центри налазе у теменима замишљеног квадрата. Оно је по геометрији слично електростатичком квадруполном сочиву које је један од најчешће коришћених елемената у јонској оптици, код кога су електроде, за разлику од дугиног сочива, наизменично наелектрисане позитивно и негативно (Humphries, 1990; Livingood, 1961).

У другој глави ове дисертације дати су основни појмови јонске оптике у линеарним и аксиално симетричним електростатичким пољима. Дефинисане су и описане емитанса и сјајност јонског снопа као основне величине којима се описује јонски сноп (Humphries, 1990).

У трећој глави теоријски је описано електростатичко квадруполно сочиво и електростатички квадруполни дублет сочива.

У четвртој глави описан је процес каналисања јона у кристалима (Gemmell, 1974). Дата је теорија кристалне дуге (Петровић, 1997, Petrović et al., 2000).

Пета и шеста глава ове дисертације посвећене су излагању добијених резултата везаних за електростатичко дугино сочиво.

У петој глави приказани су резултати у случају када је за потенцијал електроде дугиног сочива коришћен модел наелектрисане бесконачне жице (Nešković et al., 2011). У овом моделу могуће је добити аналитички израз за потенцијал електроде односно сочива. Дате су просторне линије дуге и расподеле протона енергије 10 keV у простору трансверзалних позиција за напоне на електродама сочива од 10, 20, 50 и 100 kV. Приказане су и просторне линије дуге у равни ударног параметара чије су слике просторне линије дуге у равни трансверзалних позиција. Дата је угаона линије дуге и одговарајућа расподела протона у угаоном простору за напон на електродама од 100 kV. Приказане су зависности коефицијената фокусирања и конфинирања протонског снопа од напона на електродама дугиног сочива.

У шестој глави приказани су резултати везани за уређај квадратног електростатичког дугиног сочива, при чему је електростатички потенцијал добијен нумеричким методама и веома је близак потенцијалу који би одговарао овом уређају у реалности (Telečki et al., 2012). Такође, дат је машински пројекат овог уређаја. Приказане су просторне линије дуга у равни ударног параметра и изабраним равнима трансверзалних позиција за напон на електродама од 2 kV. Ове линије дуге упоређене су са одговарајућим просторним расподелама протона које су добијене уз претпоставку да је почетни снап протона паралелан и квазипаралелан, односно када је описан емитансом која одговара реалном јонском снопу.

Дата је зависност коефицијента трансмисије снопа протона од напона на електродама сочива. Поред тога приказане су зависности коефицијената фокусирања и конфинирања као и емитансе, густине и сјаја протонског снопа од места у лонгитудалном правцу равни трансверзалних позиција протона.

На крају дисертације дати су закључци у вези добијених резултата, њихова могућа примена и списак коришћене литературе.

2. Основни појмови јонске оптике

2.1. Метод трансфер матрице

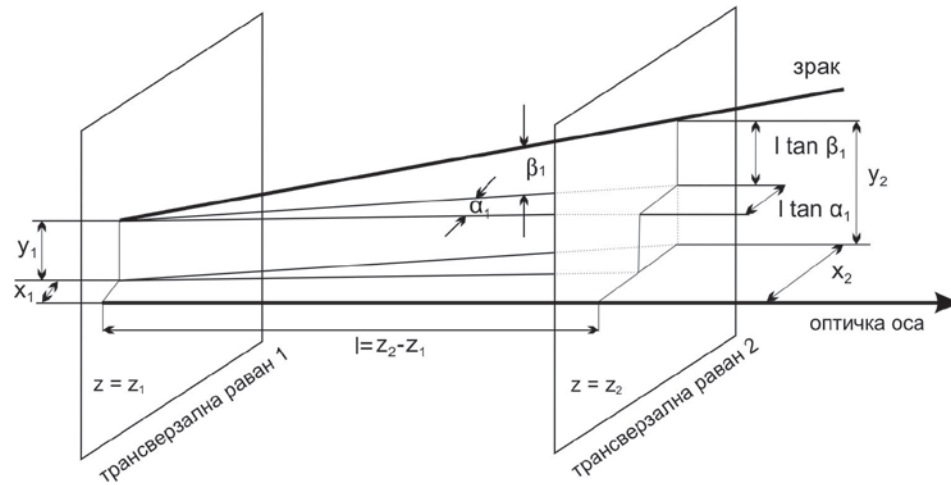
Оптика наелектрисаних честица је слична са геометријском оптиком. Из тог разлога се матрични методи у геометријској оптици примењују и на описивање оптике јонских и електронских снопова.

Ако изаберемо z осу у Картезијанском координатном систему да представља оптичку осу дуж које се простире светлосни снап, као што је приказано на слици 2.1, при чему су x и y кординате у трансверзалној равни, онда одступање било ког зрака од оптичке осе дуж трансверзалних равни дато је са (Wollnik, 1987):

$$\begin{aligned}x(z) &= x_1 + (z_2 - z_1) \tan \alpha_1, \\y(z) &= y_1 + (z_2 - z_1) \tan \beta_1,\end{aligned}\tag{2.1}$$

где су x_1 и y_1 трансверзалне координате у улазној равни 1, α_1 и β_1 су углови дефлексије у равнима xz и yz , респективно, и разлика $l = z_2 - z_1$ је растојање између улазне равни 1 и крајње равни 2. Све док се индекс преламања не мења много дуж растојања између равни 1 и 2, за углове α и β претпоставља се да су константни, тј. $\tan \alpha_2 \approx \tan \alpha_1$ и $\tan \beta_2 \approx \tan \beta_1$. Дакле, користећи матричну нотацију, можемо описати кретање зрака између равни 1 и 2:

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \tan \alpha_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \tan \alpha_1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} y_2 \\ \tan \beta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ \tan \beta_1 \end{bmatrix}.\tag{2.2}$$



Слика 2.1. Одступање зрака светлости од оптичке осе дуж растојања $l = z_2 - z_1$.

Ове једначине изражавају чињеницу да се вектори позиција $\vec{X}_1 = (x_1, \tan\alpha_1)$ и $\vec{Y}_1 = (y_1, \tan\beta_1)$, могу прсликати трансфер матрицама у нове векторе позиција $\vec{X}_2 = (x_2, \tan\alpha_2)$ и $\vec{Y}_2 = (y_2, \tan\beta_2)$.

Трансверзалне координате светлосног снопа дефинишу трансверзалну раван која је нормална на оптичку осу чији је пут означен кординатом z .

Дакле, трансвер матрице 2.2 одређују прсликавање позиција између трансверзалних равни 1 и 2 које су приказане на слици 2.1. За ротационо симетричне системе трансвер матрице су индентичне за обе трансверзалне координате.

2.2. Транспорт кроз оптички систем једног танког сочива

Танка сочива су бесконачно танки системи код којих се сноп паралелних зрака фокусира у тачку (Wollnik, 1987). На слици 2.2 приказано је простирање светлосног зрака кроз танко сочиво фокалне дужине f . Одредимо релацију између позиције вектора $\vec{X}_1 = (x_1, \tan\alpha_1)$ у трансверзалној равни 1 која је на раздаљини l_1 од танког сочива и позиције вектора $\vec{X}_4 = (x_4, \tan\alpha_4)$ истог зрака која се налази у трансверзалној равни 4 на раздаљини l_2 од танког сочива као што је приказано на слици 2.2.

Позиција вектора \vec{X}_2 на трансверзалној равни 2 на самом улазу у сочиво одређена је трансфер матрицом T_{21} слободног простора:

$$T_{21} = \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.3)$$

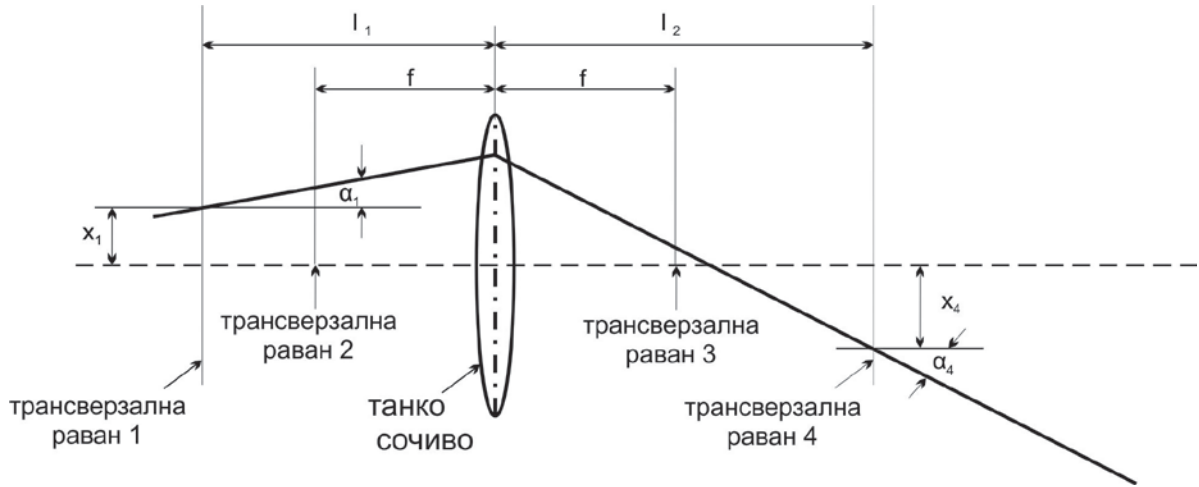
Позиција вектора \vec{X}_3 на трансверзалној равни 3 која је одмах након изласка из сочива одређена је трансфер матрицом танког сочива:

$$T_{32} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Позицију \vec{X}_4 добијамо применом још једне трансфер матрице слободног простора:

$$T_{43} = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Вектор \vec{X}_4 се може одредити ако на вектор \vec{X}_1 делује производ горе наведених трансфер матрица:



Слика 2.2. Светлосни зрак приликом пролаза кроз танко сочиво фокалне дужине f .

$$\vec{X}_4 = T_{43}T_{32}T_{21}\vec{X}_1. \quad (2.6)$$

После множења веза између позиција светлосних зрака у трансверзалној равнима 1 и 4 је:

$$\begin{bmatrix} x_4 \\ \tan\alpha_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - (l_2/f) & l_1 + l_2 - (l_1 l_2/f) \\ -1/f & 1 - (l_1/f) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \tan\alpha_1 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

За случај да је $l_1 = l_2 = f$ добија се важна релација између равни који су на раздаљини f од танког сочива:

$$\begin{bmatrix} x_4 \\ \tan\alpha_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f \\ -1/f & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \tan\alpha_1 \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

2.3. Транспорт кроз општи оптички систем

Релацију између вектора положаја \vec{X}_1 и \vec{X}_2 у трансверзалним равнима, које одговарају координатама z_1 и z_2 респективно, за било који оптички систем можемо описати на следећи начин (Wollnik, 1987):

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \tan\alpha_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (x_2, x_1) & (x_2, \tan\alpha_2) \\ (\tan\alpha_2, x_1) & (\tan\alpha_2, \tan\alpha_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \tan\alpha_1 \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

Формулу (2.9) можемо приказати и на следећи начин:

$$\begin{bmatrix} x(z) \\ a(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (x, x) & (x, a) \\ (a, x) & (x, a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ a \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

Где је величина a дефинисана са $a = v_x/c$. v_x је пројекција брзине светлости у xz трансверзалној равни док је c је брзина светлости. Аналогно можемо дефинисати и величину $b = v_y/c$ где је v_y пројекција брзине светлости у yz трансверзалној равни. Веза између $\tan\alpha = v_x/v_z$ и $\tan\beta = v_y/v_z$ и величи a и b дате су следећим релацијама:

$$a = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1 + \tan^2\beta\cos^2\alpha}}, b = \frac{\sin\beta}{\sqrt{1 + \tan^2\alpha\cos^2\beta}}. \quad (2.11)$$

Ова релација је коришћена приликом генерисања угаоне расподеле трансверзалних углова моненергетског протонског снопа. Она даје везу између енергије и генерисаних трансверзалних углова са једне стране и трансверзалних брзина са друге стране.

2.4. Температура јонског снопа

По аналогји са термодинамиком, температура јонског снопа T је пропорционална средњој кинетичкој енергији наелектрисаних честица, за протонски сноп:

$$\frac{1}{2} m_p (\langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle) = kT, \quad (2.12)$$

Где је m_p – маса протона и $k = 1,38 \times 10^{23} \text{ J/}^\circ\text{K}$ је Болцманова константа. У физици снопова се за температуру обично користи израз kT у јединицама електрон-волт eV . Кинетичка теорија показује да за честица које међусобно интерагују сударима њихова расподела брзина тежи Максвеловој расподели. Честице које су изотропне и имају Максвелову расподелу налазе се у термалној равнотежи (Humphries, 1987). За снопове наелектрисаних честица је карактеристично да они нису изотропни и да су најчешће моноенергетски. Максвелова расподела брзина дуж аксијалног и трансверзалног правца, је следећег облика:

$$g(v_x, v_y, v_z) = \exp\left(-\frac{m_p v_x^2}{2kT_x}\right) \exp\left(-\frac{m_p v_y^2}{2kT_y}\right) \exp\left(-\frac{m_p v_z^2}{2kT_z}\right). \quad (2.13)$$

Због трансверзалне симетрије сноп наелектрисаних честица које се крећу дуж z -осе, има једнаке трансверзалне температуре тј. $T_\perp = T_x = T_y$, при чему је лонгитудална температура $T_\parallel = T_z \gg T_\perp$ доминантна (Humphries, 1987). У том случају средње трансверзалне и аксијалне компоненте брзина су дате следећим изразом:

$$\langle v_x \rangle = \langle v_y \rangle = \sqrt{\frac{kT_{\perp}}{m_p}}, \langle v_z \rangle = \sqrt{\frac{kT_{\parallel}}{m_p}}. \quad (2.14)$$

Трансверзална температура снопа је мера која карактерише угаоно ширење снопа.

2.5. Емитанса јонског снопа

Даби се описало кретање наелектрисане честице у електростатичком пољу потребно је познавати њене почетне вредности положаја, (x_0, y_0, z_0) и импулса, (p_{x0}, p_{y0}, p_{z0}) . Најинтересантније својство кретања снопа у фазном простору¹ описано је Лиувилевом теоремом која исказује чињеницу да је запремина ансамбла неинтерагујућих честица у фазном простору константа кретања (Wollnik, 1987):

$$\iiint dp_x dp_y dp_z dx dy dz = \text{const} \quad (2.15)$$

Уколико кретање дуж сваке координате можемо сматрати независним тада се формула (2.15) односи и на све три дводимензионалне пројекције фазног простора. (Carey, 1987):

$$\iint dp_x dx = \text{const}, \iint dp_y dy = \text{const}, \iint dp_z dz = \text{const}. \quad (2.16)$$

За честице које интерагују, Лиувилова теорема у фазном простору још увек остаје у доброј апроксимацији под условом да је појединачна интеракција много

¹ Простор од шест димензија који комбинује конфигурациони простора (q_i) и простор канонских импулса (p_i) , честица, док све честице у снопу заузимају запремину у шестодимензионалној хиперповрши зове се фазни простор

јача са колективним пољем осталих честица него са најближом суседном честицом. У том случају просторно наелектрисање можемо третирати као малу поправку спољњег поља и међусобне сударе можемо занемарити. Ово је случај ако је тзв. Дебајева дужина (Debye length) $\lambda_D = (\epsilon_0 T / n_0 q^2)^{1/2}$ много већа него средње растојање између честица $\langle d \rangle = (8\pi\epsilon_0 n_0 / 3)^{-1/3}$ где је ϵ_0 диелектрична константа вакуума, $T = \frac{1}{2}(T_{\perp} + T_{\parallel})$ средња температура снопа, n_0 и q густина и наелектрисање честице снопа респективно (Raiser, 1998). Тада расејање између најближих честица у снопу можемо занемарити и том случају је Лиувилова теорема сасвим добра апроксимација.

Трансверзалне углове у односу на xz и yz раван које честица заклапа са осом симетрије означимо са (x', y') . За пара-аксијалне снопове веза између трансверзалних углова и брзина (v_x, v_y) је следећа:

$$x' = \frac{v_x}{v_z} \text{ и } y' = \frac{v_y}{v_z}. \quad (2.17)$$

Трансверзалне координате се најчешће приказују у функцији лонгитудалне координате z , $(x(z), y(z))$, уместо времена t , $(x(t), y(t))$. Тако дефинисан простор у литератури зове се *trase-простор*. Квалитет снопа можемо квантативно описати величином коју називамо емитанса. Емитанса је у релацији са површином која представља пројекцију шестодимензионалног елипсоида (x, y, z, x', y', v_z) на дводимензионалне равни (x, x') , (y, y') , (z, v_z) у *trase-простору*, подељену са π . У случају (x, x') равни она је дата следећом једначином:

$$\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2 = \epsilon_{x,full}. \quad (2.18)$$

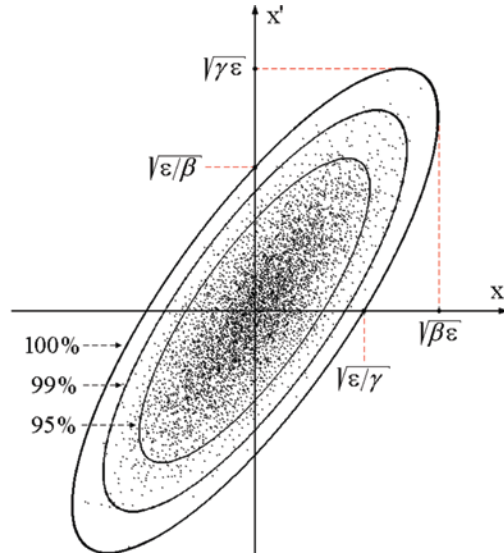
Коефицијенти α_x , β_x и γ_x називају се Корант –Снајдрове инваријанте и оне задовољавају следећу релацију $\beta_x \gamma_x - \alpha_x^2 = 1$. Њихова геометријска интерпретација приказана је на слици 2.3 (Raiser, 1998).

За радијално симетричне снопове довољно је да познајемо једну од трансверзалних емитанси, јер је $\varepsilon = \varepsilon_x = \varepsilon_y$. Емитанса је дата у јединицама [π mm mrad]. У случају не радијално симетричних поља потребно је познавати обе трансверзалне емитансе и у том случају емитанса је једнака $\varepsilon = (\varepsilon_x \times \varepsilon_y)^{1/2}$. Лонгитудална емитанса ε_z дефинише се само у случају груписаних снопова (bunched beams) и најчешће је дата у јединицама (ns keV).

У случају убрзавајућих снопова tr -простор запремина се смањује док фазна запремина остаје константна (Humphries, 1987). Да би вредности емитанси били независни од убрзавања оне се множи са релативистичким фактором $\beta\gamma$. Вредности за $\varepsilon_{xn} = \beta\gamma\varepsilon_x$ и $\varepsilon_{yn} = \beta\gamma\varepsilon_y$ називају се нормализоване емитансе и инваријантне су на убрзање.

Ако су силе линеарне, емитанса је константа кретања. Код нелинеарних процеса долази до савијања и изобличења ивица снопа тако да и поред тога што се одржава фазна површина, због кривљења, елипса мора да затвара већу ефективну површину да би обухватила фазни простор, што доводи до повећања емитансе снопа. Иначе, раст емитансе је непожељан, јер доводи до смањења паралелности снопа.

Да би анализирали и поредили снопове различитих расподела (Lapostolle, 1971; Sacherer, 1971) уводи се такозвана rms (root-mean-square) емитанса и концепт еквивалентних снопова (Carey, 1987). У том случају два снопа која су састављена од исте врсте честица, који имају исте струје и кинетичке енергије, су еквивалентна ако имају једнаке друге моменте расподела. Ако је расподела честица дата густином $\rho(x, y, x', y')$ која је нормализована, други моменти расподеле су дати следећим изразима:



Слика 2.3. Елипсе пуних емитанси $\epsilon_{x,\text{full}}$ у xx' равни које обухватају 100%, 99% и 95% приказаних честица. Показане су и геометријске интерпретације Курант-Снајдерових инваријанти.

$$\begin{aligned}
 \langle x^2 \rangle &= \iint x^2 \rho(x, y, x', y') dx dx', \\
 \langle xx' \rangle &= \iint xx' \rho(x, y, x', y') dx dx', \\
 \langle x'^2 \rangle &= \iint x'^2 \rho(x, y, x', y') dx dx'.
 \end{aligned}
 \tag{2.19}$$

Израз за rms емитансу тада је дат са:

$$\epsilon_{\text{rms},x} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle}.
 \tag{2.20}$$

У случају Максвелове расподеле снопа по брзинама и положајима честица. израз за rms емитансу када је снап у тзв, double waist положају у коме има минималну угаону дисперзију (положај усправна елипсе која одрђује емитансу у trace – простор је: (Reiser, 1994):

$$\varepsilon_{\text{rms},x} = 4 x_{\text{rms}} x'_{\text{rms}}, \quad (2.21)$$

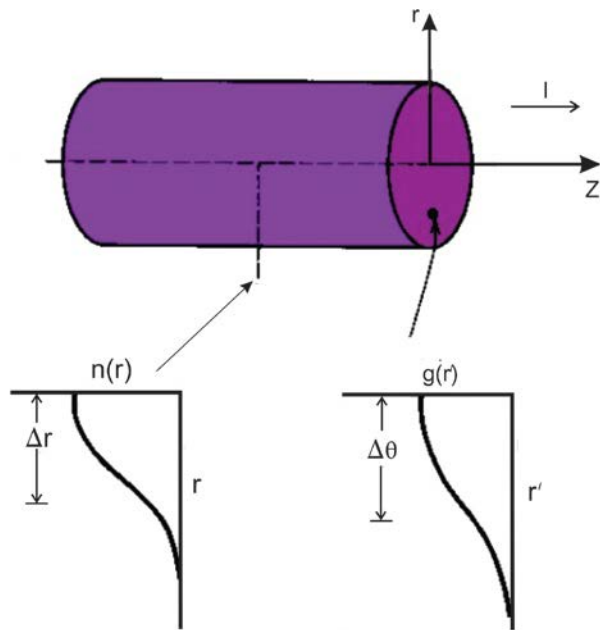
Где су са x_{rms} и x'_{rms} означене полу-ширине положаја $x_{\text{rms}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle}$ и угла $x'_{\text{rms}} = \langle v_x \rangle / v = \sqrt{kT_{\perp} / m_p v^2}$.

2.6. Сјај јонског снопа

Емитанса није довољна да дефинише квалитет снопа, зато што за исту вредност емитансе можемо имати различите вредности укупне струје снопа. Да би окарактерисали квалитет снопа уводи се величина која се назива сјај (brightness) снопа. Величина сјаја у конвенционалној оптици карактерише квалитет светлосног извора. За сноп наелектрисаних честица, сјај представља количник густине струје и просторног угла у лонгитудалном правцу. Сјајан сноп поседује високу густину струје и добру паралелност. На слици 2.4 илустровано је значење сјајности за цилиндрични сноп. Сноп који има јачину струје I , средњи радијус Δr и средњу дивергенцију угла $\Delta \theta$, његова сјајност је дата следећим изразом (Humphries, 1987):

$$B = \frac{I}{(\pi \Delta r)^2 (\pi \Delta \theta)^2} \left(\frac{A}{\text{mm}^2 \text{mrad}^2} \right). \quad (2.22)$$

Сјај можемо изразити и преко емитансе за сваку расподелу честица ограничену у четвородимензионалном трапе-простору хиперелипсоидом $\frac{x^2}{a^2} + \left(\frac{ax}{\varepsilon_x}\right)^2 + \frac{y^2}{b^2} + \left(\frac{by}{\varepsilon_y}\right)^2 = 1$ (M. Reiser (1994)). Тада сјај можемо изразити преко емитансе следећим изразом:



Слика 2.4. Цилиндричан сноп са неуниформном струјном расподелом. На слици су приказане средњи радиус и средња дивергенција угла Δr и $\Delta \theta$ респективно.

3. Квадруполна електростатичка сочива

Електростатичко сочиво представља оптички елемент у коме се наелектрисане честице савијају у правцу оптичке осе тзв. фокусирајуће сочиво, или се савијају у правцу ван ње тј. дефокусирајуће сочиво, под дејством електричног поља сочива (Wollnik, 1987). У овом поглављу ћемо посматрати електростатичка сочива код којих трансверзалне компоненте јачине електричног поља, E_x и E_y линеарно расту са растојањем од оптичке осе. У том случају угао савијања трајекторије пропорционалан је раздаљини честице од оптичке осе. Таква апроксимација омогућава аналитичко израчунавање параметара сочива.

3.1. Једноструко квадруполно електростатичко сочиво

Једноструко квадруполно електростатичко сочиво састоји се од четири електроде чији попречни пресеци имају хиперболични облик (слика 3.1). Ово сочиво протонски сноп фокусира у xz равни а дефокусира у yz равни. Неколико таквих сочива могу се међусобно комбиновати у тзв. мултиплет сочива која имају веома распрострањенију примену у јонској оптици. Најчешће се због сложености производње електрода хиперболичког облика оне праве кружног облика, како је и приказано на слици 3.1.

За одређивања трајекторије наелектрисаних честица у квадруполном сочиву морамо познавати његов електростатички потенцијал унутар региона електрода хиперболичног попречног пресека. Због различитог поларитета суседних електрода у околини оптичке осе сочива, можемо претпоставити да

потенцијал не зависи од лонгитудиналне компоненте z дакле, потенцијал зависи само од трансверзалних компоненти x и y . За електростатички квадрупол полупречника R_0 са потенцијалом на електродама $\pm V_0$, расподела потенцијал у околини оптичке осе дата је следећим изразом:

$$V(x, y) = (x^2 - y^2) \frac{R_0^2}{V_0}. \quad (3.1)$$

Одговарајуће компоненте вектора електростатичког поља \vec{E} су у том случају дате са:

$$\begin{aligned} E_x(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial x} V = -\left(\frac{2V_0}{R_0^2}\right)x = -g_{EX}, \\ E_y(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial y} V = -\left(\frac{2V_0}{R_0^2}\right)y = g_{EY}, \\ E_z(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial z} V = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

На протон масе m_p и наелектрисања q_p делује Кулонова сила $\vec{F}_L = q_p \vec{E}$, па на основу другог Њутновог закона у случај малих брзина ($v \ll c$), једначине кретања протона су дате са:

$$m_p \ddot{x} = -q_p g_{EX} \text{ и } m_p \ddot{y} = q_p g_{EY}. \quad (3.3)$$

Ако уместо променљиве t , која означава време, пређемо на лонгитудалну координату z , релације које повезују друге изводе трансверзалних координата по времену и координати z су: $\ddot{x} = v_z x''$ и $\ddot{y} = v_z y''$, где је $v_z = \frac{dz}{dt}$, $x'' = \frac{d^2x}{d^2z}$ и $y'' = \frac{d^2y}{d^2z}$. Користећи једначину (3.3) имамо следећу релацију:

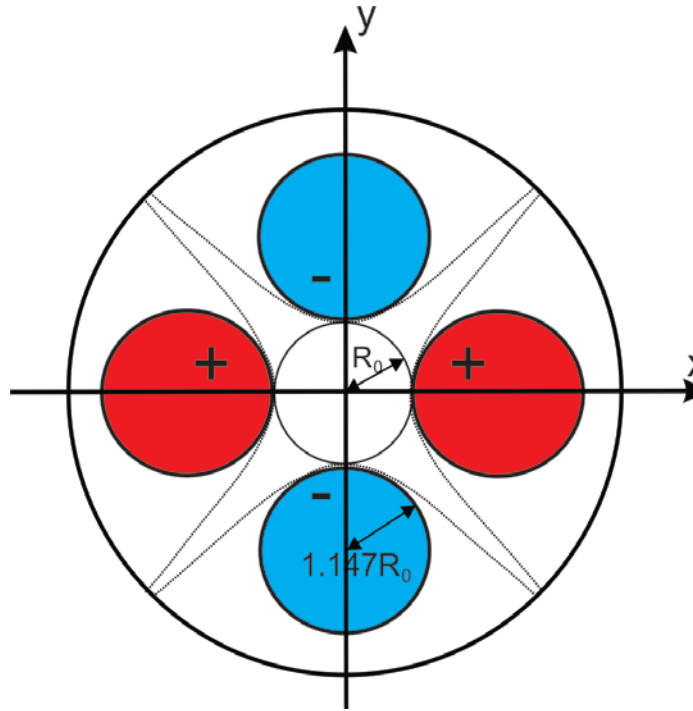
$$x'' = -k^2x \text{ и } y'' = k^2y, \quad (3.4)$$

при чему је коефицијент k једнак:

$$k = \frac{2V_0q}{R_0^2 m_p v_z^2} \approx \frac{2V_0}{R_0^2 \chi_E}, \quad (3.5)$$

Где је: χ_E - електростатичка чврстоћа сочива, која је једнака односу центрифугалне силе $F_{cf} = mv^2/\rho$, где је ρ - тренутни радиус честице, и центрипеталне Кулонове силе. Ова величина на изванстан начин говори колико "чврсто" електростатичко поље држи честицу са одговарајућом кинетичком енергијом. (Wollnik, 1987).

Диференцијалне једначине (3.4), које описује кретање протона у трансверзалној равни квадрупола, имају следећа решења: $x(z) = c_1 k \cos(kz) + d_1 k \sin(kz)$ и $y(z) = c_2 k \cosh(kz) + d_2 k \sinh(kz)$ где су c_1, c_2, d_1, d_2 константе интеграције. Таква решења су периодична у xz равни и дивергентна у yz равни. Трансверзалне углове можемо да одредимо полазаћи од релација $\tan\alpha(z) = dx/dz$ и $\tan\beta(z) = dy/dz$. Увођењем одговарајућих ударних параметара $x(z_1) = x_1, y(z_1) = y_1$ и почетних углова $\alpha(z_1) = \alpha_1, \beta(z_1) = \beta_1$ (слика 3.2) са којима честица улази у квадрупол. Једначине трајекторија протона у трансверзалној равни и углова су тада следећег облика: $x(z) = x_1 \cos(kz) + (\tan\alpha_1/k) \sin(kz)$, $y(z) = y_1 \cosh(kz) + (\tan\beta_1/k) \sinh(kz)$, $\tan\alpha(z) = -x_1 \sin(kz) + \tan\alpha_1 \sin(kz)$ и $\tan\beta(z) = y_1 \sinh(kz) + \tan\beta_1 \cosh(kz)$. Ако је квадрупол дужине d , једначине



Слика 3.1. Шематски приказ квадрополног електростатичког сочива. Хиперболичне електроде се често апроксимирају кружним цилиндрима и тада се препоручује да радијус цилиндра буде 1,147 пута већи од раздаљине електроде од оптичке осе.

кретања можемо представити помоћу трансвер матрица: $\vec{X}_2 = T_x \vec{X}_1$ и $\vec{Y}_2 = T_y \vec{Y}_1$, где су \vec{X}_1 , \vec{X}_2 , \vec{Y}_1 и \vec{Y}_2 почетна и крајња позиција вектора у равнина xz и yz респективно, а са T_x и T_y означимо одговарајуће трансвер матрице квадрупола:

$$T_x = \begin{bmatrix} \cos(kd) & k^{-1}\sin(kd) \\ -k\sin(kd) & \cos(kd) \end{bmatrix}, \quad T_y = \begin{bmatrix} \cosh(kd) & k^{-1}\sinh(kd) \\ -k\sinh(kd) & \cosh(kd) \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

Уколико уведемо следеће ознаке: $k_x = \sqrt{k^2}$, $k_y = \sqrt{-k^2}$, $c_x = \cos(k_x d)$, $c_y = \cos(k_y d)$, $s_x = k_x^{-1} \sin(k_x d)$ и $s_y = k_y^{-1} \sin(k_y d)$ трансвер матрице (3.6) можемо писати у скраћеном облику:

$$T_x = \begin{bmatrix} c_x & s_x \\ -k_x^2 s_x & s_x \end{bmatrix}, \quad T_y = \begin{bmatrix} c_y & s_y \\ -k_y^2 s_y & s_y \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

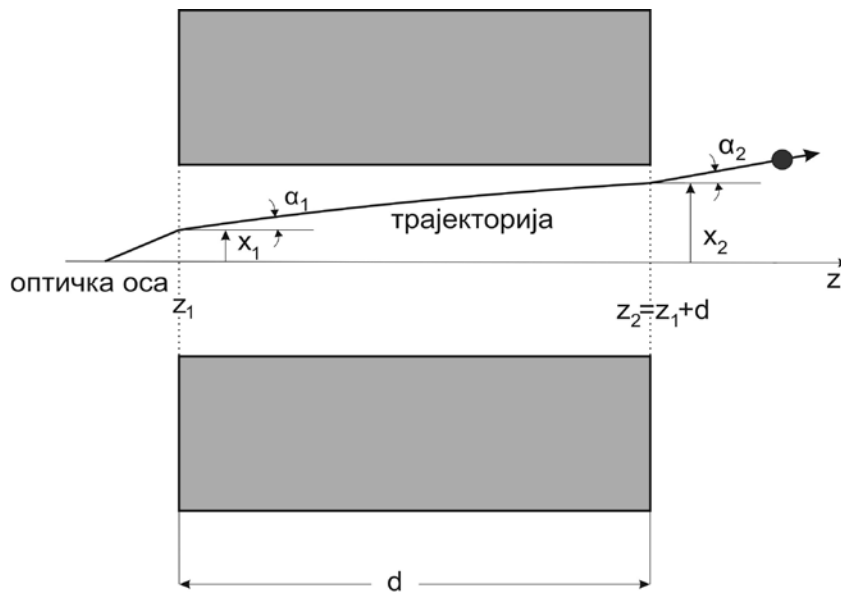
Приметимо да се протон фокусира у хз равни а дефокусира у уз равни, што је последица позитивног и негативног знака силе која делује на протон у равнима хз и уз, респективно.

Користећи трансфер матрице квадрупола из једначине 3.7 и трансфер матрицу за слободан простор датих једначинама 2.5 и 2.7, матрица пресликавања честице из трансверзалне равни 1 у трансверзалну раван 2 (слика 3.3), која одговара фокусирању у хз и дефокусирању у уз равни квадрупола дата је са:

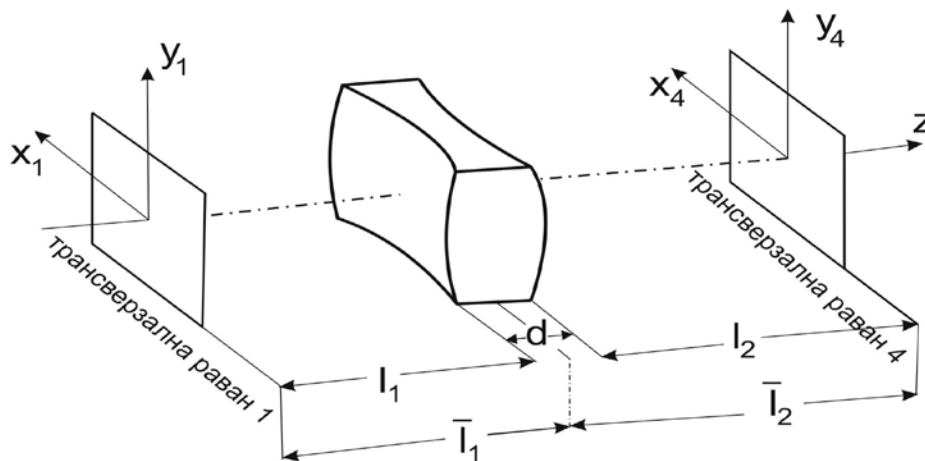
$$T_{x_{12}} = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_x & s_x \\ -k_x^2 s_x & s_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$T_{y_{12}} = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_y & s_y \\ -k_y^2 s_y & s_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.8)$$

Аналогно као и у геометријској оптици, диоптрија сочива у фокусирајућој хз равни дата је следећим изразом $1/f_x = k_x^2 s_x$. У случају танких сочива, када је



Слика 3.2. Трајекторија наелектрисане честице која се креће кроз квадруполно сочиво дужине d . Почетне вредности су $x_1(z)$, $\alpha_1(z)$ а крајње $x_2(z + d)$, $\alpha_2(z + d)$.



Слика 3.3. Шематски приказ квадруполног синглета који фокусира у xz , равни те је приказано као конвексно, и дефокусира у yz равни, те је приказано као конкавно сочиво по аналогији са оптиком. Раздаљине означене са l_1 и l_2 су од предње и задње стране квадруполола до одговарајућих трансверзалних равни. Док раздаљине означене са \bar{l}_1 и \bar{l}_2 су растојања од центра квадруполола до одговарајућих трансверзалних равни.

$kd \ll 1$, израз за диоптрију можемо развити у ред по малом параметру kd . У том случају, задржавајући се само на првом члану, добијамо да фокална дужина танког сочива у xz и yz износи респективно $f_x \approx (1/k_x^2 d)$ и $f_y \approx (1/k_y^2 d)$. Тада су трансфер матрице танког квадруполног сочива дата изразом 3.9 аналогна са одговарајућим изразом за трансфер матрицу танког сочива (израз 2.4) у случају геометријске оптике:

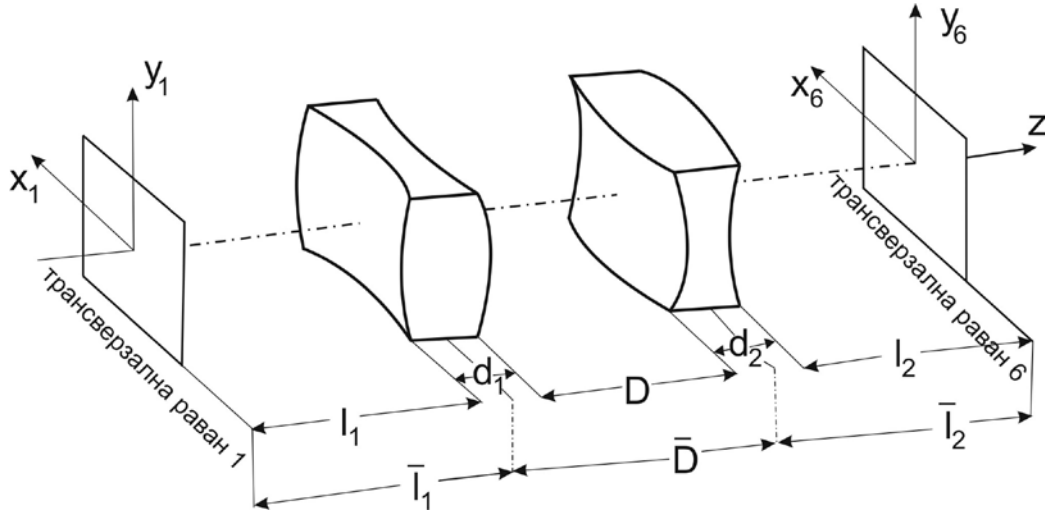
$$T_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_x & 1 \end{bmatrix} \text{ и } T_y = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_y & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

3.2. Двоструко квадруполно сочиво

Коришћењем једног квадруполног сочива, које фокусира у једном правцу а дефокусира у другом, није могуће постићи истовремено дводимензионално фокусирање у тачки. Ово фокусирање могуће је остварити комбинацијом квадруполних сочива дуж заједничке осе. За оптички системе који се састоје од два квадруполна сочива, тзв. дублет сочива, стандардни начин да се ово оствари је да први квадрупол дефокусира у xz равни а фокусира у yz равни, док друго сочиво фокусира у xz равни а дефокусира у yz . Дакле, за дублет сочива који се састоји од фокусирајућег и дефокусирајућег сочива, који је приказан на слици 3.4, одговарајуће трансвер матрице, T_x и T_y су дате формулама (3.10):

$$T_x = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{x_2} & s_{x_2} \\ -k_{x_2}^2 s_{x_2} & c_{x_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{x_1} & s_{x_1} \\ -k_{x_1}^2 s_{x_1} & c_{x_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$T_y = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{y_2} & s_{y_2} \\ -k_{y_2}^2 s_{y_2} & c_{y_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{y_1} & s_{y_1} \\ -k_{y_1}^2 s_{y_1} & c_{y_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

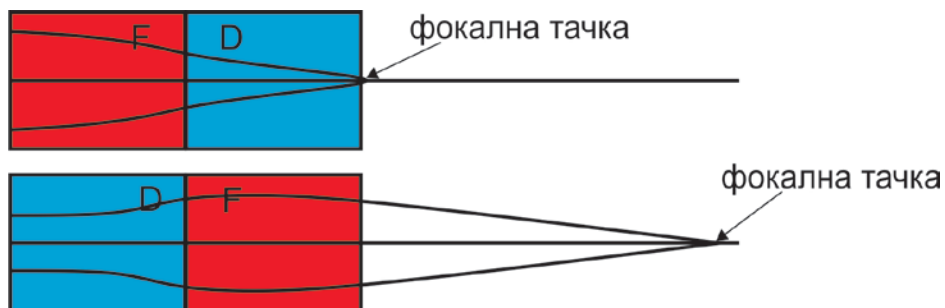


Слика 3.4. Шематски приказ квадруполног дублета. Прво сочиво дефокусира у хz равни, док друго сочиво фокусира у хz равни. Такво сочиво означавамо са DF (дефокус-фокус) дублет.

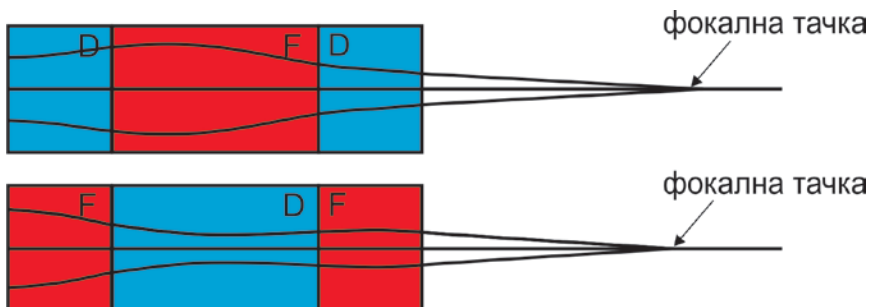
Оне су производи трансфер матрица појединачних квадрупола и слободног простора. У апроксимацији танког сочива, диоптрије у хz и уz равни имају следеће вредности:

$$\frac{1}{\bar{f}_x} = -\frac{\bar{D}}{\bar{f}_1 \bar{f}_2} - \frac{1}{\bar{f}_1} + \frac{1}{\bar{f}_2} \quad \text{и} \quad \frac{1}{\bar{f}_y} = -\frac{\bar{D}}{\bar{f}_1 \bar{f}_2} - \frac{1}{\bar{f}_1} - \frac{1}{\bar{f}_2}, \quad (3.11)$$

при чему је $\bar{l}_1 = l_1 + d_1/2$, $\bar{d} = D + (d_1 + d_2)/2$, $\bar{l}_2 = l_2 + d_2/2$, $\bar{f}_1^{-1} = k_{x_1}^2 + d_{l_1}$, $\bar{f}_2^{-1} = k_{x_2}^2 + d_{l_2}$ (видети слику 3.4). Дакле, дублет сочива који се састоји од једног фокусирајућег и једног дефокусирајућег сочива, која су међусобно индентична, има две различите фокалне дужине, такво сочиво је астигматично, и има карактеристике фокусирајућег сочива (видети слику 3.5). Добијања једнаких фокалних дужина у обе трансверзалне равни тј. добијање стигматичног сочива,



Слика 3.5. Астигматизам и фокусирајући карактер код дублетног сочива. Трајекторије честица које су на почетку биле паралелне пројектоване су на xz и yz раван.



Слика 3.6. Стигматизам триплетног сочива. Трајекторије честица које су на почетку биле паралелне пројектоване су на xz и yz раван.

могуће је остварити помоћу триплетног сочива, (Humphries, S. Jr, 1999) које се састоји од два фокусирајућа и једног дефокусирајућег, односно, од једног фокусирајућег и два дефокусирајућа сочива, при чему је средње сочиво два пут дужи од сочива на крајевима ово је приказано на слици 3.6.

4. Ефекат дуге у каналисању јона у кристалима

4.1. Ефекат дуге

Ефекат дуге представља један од најинтензивнијих физичких феномена са којим се људи срећу у свакодневном животу. Он се јавља приликом расејања сунчеве светлости на капима воде у атмосфери и тада говоримо о метеоролошкој дуги. Њу карактерише изражени максимум интензитета светлости на одређеном углу расејаних светлосних зрака, као и јасно изражена граница на том углу која раздваја тамну и светлу страну дуге (Nussenzveig, 1992). Прву теорију метеоролошке дуге засновану на геометријској оптици дао је Декарт у седамнаестом веку, док је њена задовољавајућа квалитативна и квантитативна теорија, која укључује таласну природу светлости, дата крајем шездесетих година двадесетог века, радовима Нусенцвајга (Nussenzveig, 1969, 1977, 1979, 1992; Khare and Nussenzveig, 1974).

Ефекат дуге се јавља и пре честичном расејању и то у следећим случајевима:

- При еластичном расејању атома на атомима или молекулима, и при нееластичним и реактивним сударима атома са молекулима (Connor and Farrelly, 1981)
- При расејању електрона на молекулима (Ziegler et al., 1987).
- У случају еластичних и нееластичних нуклеарних судара и судара са трансфером нуклеона (Ford and Wheeler, 1959; McVoy et al., 1986; Michel et al., 2002).

- У случају еластичног и нееластичног расејања електрона, атома и молекула на површини кристала (Kleyn and Horn, 1991; Reinhold et al., 1994; H. Winter and A. Schüller, 2011).
- При каналисању јона кроз танке кристале (Nešković, 1986; Petrović et al., 2000, Nešković et al., 2000) и угљеничне наноцеви (Petrović et al., 2005; Borka et al., 2006; Borka et al. 2011).

Треба напоменути да се и поред сличности која постоји између метеоролошке и честичне дуге, њихова основна разлика састоји се у томе да се у случају метеоролошке дуге индекс преламања (и одбијања) светлости у капи воде мења нагло, дисконтинуално, док се у случају честичне дуге потенцијал расејања, који одговара индексу преламања, мења континуално.

4.2. Ефекат кристалне дуге

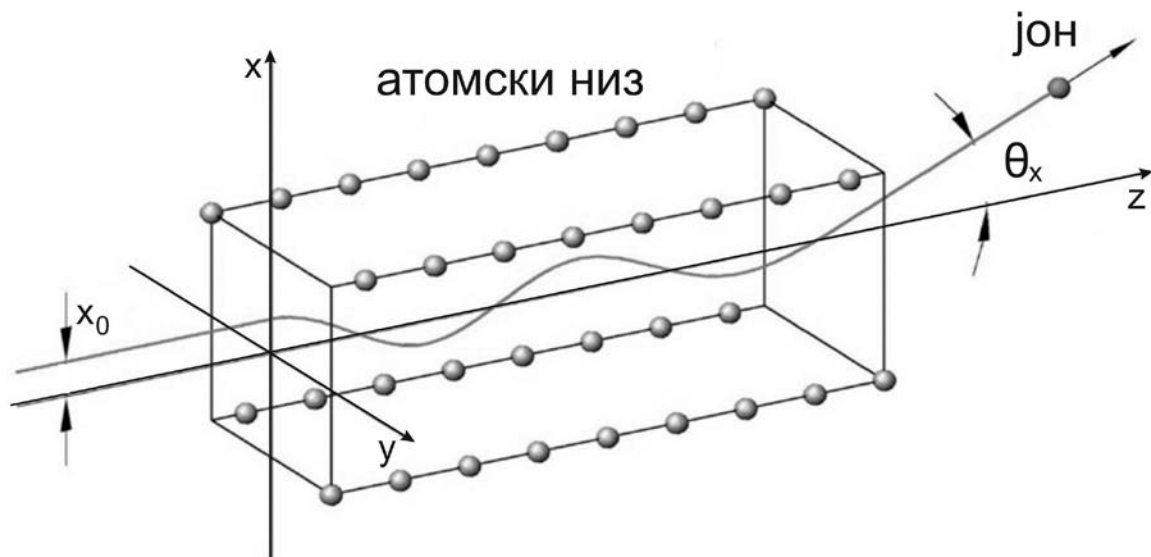
Ефекат дуге у каналисању јона у врло танким кристалима, који је назван ефекат кристалне дуге, открио је Нешковић (Nešković, 1986). Полазећи од модела који је дао Нешковић (Nešković, 1986), Петровић са сарадницима је формулисао теорију кристалне дуге (Petrović et al., 2000). Ефекат кристалне дуге је до сада измерен са протонима енергије 7 MeV трансмитованим кроз веома танке канале $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ кристала Si (Krause et al., 1986), са јонима H^+ енергија 2-9 MeV и јонима C^{q+} , $q = 4-6$, енергија 6-30 MeV, трансмитованим кроз танак кристал $\langle 100 \rangle$ Si (Krause et al., 1994) и недавно са јонима H^+ енергије 2 MeV трансмитованим кроз ултра танак кристал $\langle 100 \rangle$ Si (Mothapotula et al., 2012). Показано је да је теорија кристалне дуге тачна и општа теорија која описује каналисања јона у танким кристалима (Nešković and Petrović, 2003; 2012). Принос трансмитованих јона кроз танак кристал мења се нагло у околини линије дуге и показано је да се облик линије дуге и промена приноса

јона у његовој околини може моделовати помоћу теорије катастрофа (Thom, 1975; Nešković and Perović 1987; Nešković et al., 1993; Петровић, 1997).

Када се јон креће кроз кристал, ако је угао који заклапа његов вектор брзине мали у односу на главне кристалографске правце или равни у кристалу, тада његово кретање може бити ограничено на области које дефинишу атомски низови који су паралелни са главним кристалографским правцима, и тада говоримо о аксијаном каналисању јона, или је његово кретање ограничено на простор између две равни у кристалу, и тада говоримо о планарном каналисању (Gemmell, 1974). Ефекат каналисања јона у кристалима предвидели су Штарк и Вент (Stark and Wendt, 1912), а могућност за такво кретање први су показали Робинсон и Оен у компјутерској симулацији продирања јона кроз кристал (Robinson and Oen, 1963a, 1963b).

На слици 4.1 приказано је шематски аксијално каналисање јона у случају квадратног канала кристала. Кретање аксијално каналисаног јона објашњава се чињеницом да постоји корелисана сукцесивна интеракција јона и атома који чине атомски низ кристала. Аксијални канал кристала, кога формирају атомски низови, дефинисан је избором правца каналисања и геометријом кристала. На пример, дуж кристалографских праваца $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ кристала силицијума постоје квадратни, ромбични и троугаони канали, респективно, који су састављени од атомских низова који се могу замислити да се налазе у чворовима квадратне, ромбичне и хесагоналне дводимензионалне кристалне решетке, респективно (Петровић, 1997).

Линдхард је показао да се аксијално каналисање јона може описати полазећи од класичне механике уводећи тзв. континуалну апроксимацију (Lindhard, 1965). Према тој апроксимацији потенцијал интеракције јона и атомског низа кристала добија се усредњавањем потенцијала интеракције јона и атома који чине атомски низ, дуж правца који је паралелан са атомским низом:



Слика 4.1. Шематски приказ каналисања јона. Јон је каналисан у xz равни. Његов ударни параметар x_0 а његов угао на излазу из кристала је θ_x .

$$U(\rho) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V \left[(\rho^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \right] dz, \quad (4.23)$$

где је d растојање између атома и атомског низа, V је потенцијал интеракције јона и атома атомског низа, z оса је паралелена са атомским низом а ρ је растојање између атома и атомског низа. Континуални потенцијал интеракције јона и кристала добија се сумирањем континуалних потенцијала интеракције јона и атомских низова кристала.

На основу анализе угаоних расподела јона Краус и сарадници учили су да се оне могу класификовати помоћу тзв. редуковане дебљине кристала која је дефинисана као:

$$\Lambda = \frac{f(q, m)}{v} L, \quad (4.26)$$

где су q , m и v наелектрисање, маса, и брзина јона, респективно, L је дебљина кристала, а $f(q, m)$ је учестаност трансверзалног кретања јона у близини осе канала кристала (Krause et al., 1994). Милетић са сарадницима је показала да за вредности променљиве $\Lambda = 0, 0,5, 1,0, \dots$ долази до снажног фокусирања јона у околини нултог угла у угаоним расподелама (Miletić et al., 1996). Ове вредности редуковане кристалне дебљине одговарају почецима периодичних циклуса угаоних расподела (Petrović et al., 2000; 2002).

Посматрајмо јон који се креће дуж канала кристала (Petrović et al. 2000). Узмимо да се z оса поклапа са осом канала и да координатни почетак лежи у улазној равни кристала (види слику 4.1). Улазна брзина јона паралелна је са z осом. Да би се добиле компоненте угла расејања протона потребно је решити његове једначине кретања у трансверзалној равни, које су дате са:

$$m\ddot{x} = -\frac{\partial U}{\partial x} \quad \text{и} \quad m\ddot{y} = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad (4.1)$$

где је m маса протона, U континуални потенцијал интеракције јона и кристала; x и y су координате јона у трансверзалној равни. Пошто потенцијал интеракције не зависи од променљиве z , кретање јона дуж ове осе описано је са:

$$z = v_z t, \quad (4.2)$$

где је v_z лонгитудинална компонента брзине јона, која је интеграл кретања. Компоненте угла расејања јона, θ_x и θ_y , на изласку из кристала, дате су следећим изразима:

$$\theta_x = \frac{v_x}{v_y} \text{ и } \theta_y = \frac{v_y}{v_x}, \quad (4.3)$$

где су v_x и v_y трансверзалне компоненте брзине јона на изласку из кристала.

Закон расејања јона дат је следећим изразима:

$$\theta_x = \theta_x(x_0, y_0; \Lambda) \text{ и } \theta_y = \theta_y(x_0, y_0; \Lambda), \quad (4.4)$$

где су x_0 и y_0 компоненте ударног параметра јона, а Λ је редукована дебљина кристала. Пошто је угао расејања јона мали, диференцијални пресек за расејање дат је следећим изразом:

$$\sigma = \frac{1}{|J|}, \quad (4.5)$$

где је $J = J(x_0, y_0; \Lambda)$ јакобијан пресликавања које је дефинисано законом расејања (4.4)

$$J_{\theta} = \partial_{x_0} \theta_x \partial_{y_0} \theta_y - \partial_{y_0} \theta_x \partial_{x_0} \theta_y. \quad (4.6)$$

Линије дуге у равни ударног параметра јона, тј. линије дуж којих је диференцијални пресек за расејање јона сингуларан, одређене су једначином:

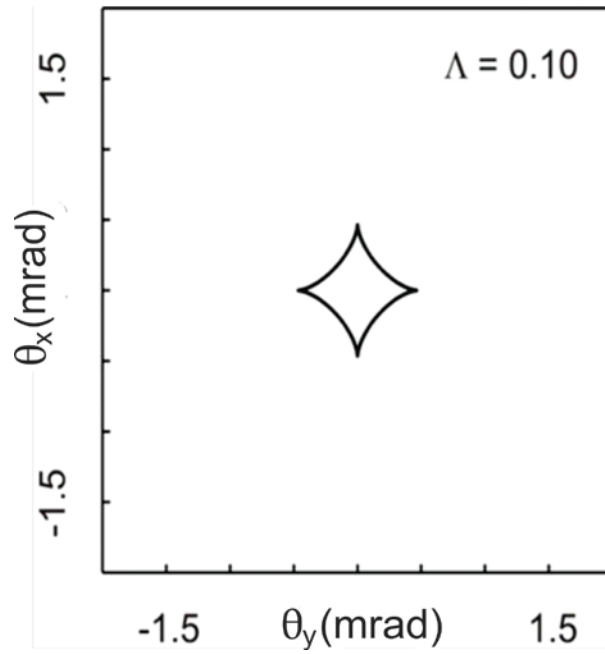
$$J(x_0, y_0; \Lambda) = 0. \quad (4.7)$$

Линије дуге у равни угла расејања одређене су изразима (4.4) и (4.7), тј. оне се добијају пресликавањем дуга из равни ударног параметра у раван угла расејања користећи закон расејања јона (4.4).

Треба напоменути да ове линије дуге постоје и када не важи континуална апроксимација. Наиме, за добијање линија дуге потребно је одредити закон расејања јона и одговарајући јакобијан пресликавања. Они могу бити одређени полазећи од “тачног” потенцијала интеракције јона и кристала, који у општем случају зависи од трансверзалних и лонгитудиналних компоненти кретања јона.

Показано је да линије дуге у равни угла расејања потпуно одређују угаоне расподеле јона трансмитованих кроз канале танких кристала – сви изразити максимуми (осим централног максимума) угаоне расподеле леже дуж линија дуге, при чему је облик угаоне расподеле одређен одговарајућим обликом линија дуге (Petrović et al., 2000; Nešković et al., 2000). Теорија кристалне дуге успешно је примењена и у случају закрнутих танких кристала (Nešković et al., 2002; Borka et al., 2003; Mothapotula et al., 2012).

Слика 4.2 приказује линију дуге у равни угла расејања у случају јона Ne^{10+} , енергије 10 MeV, каналисаних кроз танки кристал $\langle 100 \rangle$ Si, за вредност редуковане дебљине кристала $\Lambda = 0.10$ (Petrović et al., 2000).



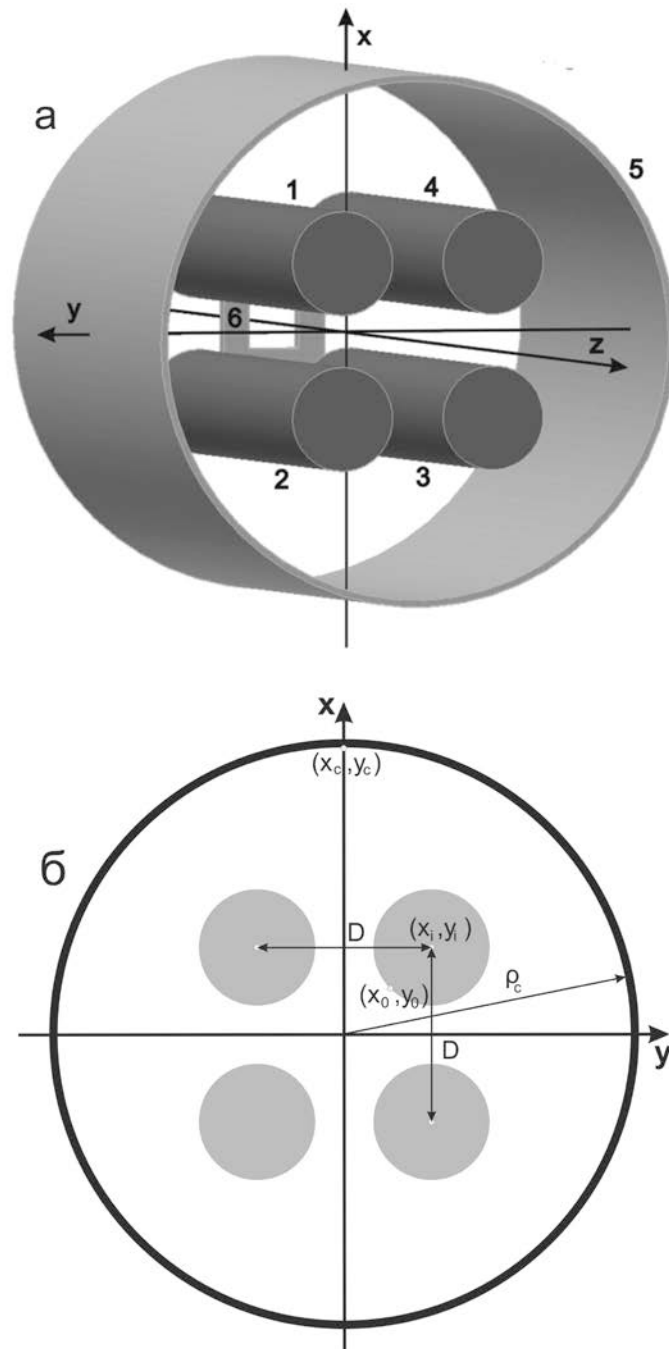
Слика 4.2. Линија дуге у равни угла расејања у случају јона Ne^{10+} , енергије 10 MeV, каналисаних кроз танки кристал $\langle 100 \rangle$ Si, за вредност редуковане дебљине кристала $\Lambda = 0.10$ (Petrović et al., 2000).

5. Квадратно електростатичко дугино сочиво

У трећем поглављу овог рада изложене су основе електростатичког квадруполног сочива који представља један од основних елемената јонске оптике. Напоменули смо да се он састоји од четири електроде, чији се центри налазе на теменима замишљеног квадрата, које су међусобно супротно поларисане (видети слику 3.1). Оно што нас сада интересује је какав ће утицај на снап протона бити ако би све четири електроде квадруполног сочива биле на истом, позитивном потенцијалу? Такав систем је аналоган са квадратним каналом кристала. У складу са тим, овакав систем назваћемо квадратно дугино сочиво.

5.1. Теорија квадратног дугиног сочива

Шема квадратног електростатичког дугиног сочива дата је на слици 5.1 (а). Полупречник, дужина и растојање између центара суседних електрода означени су са a , L и D респективно. Полупречник уземљеног граничног цилиндра у коме је смештено сочиво је ρ_c . Позитиван потенцијал на електродама је ϕ_0 . Оса z лежи дуж осе сочива и центар јој је у медијалној равни. Осе x и y су вертикалне и хоризонталне осе, респективно. Кординате центара електрода у xy равни означена су са x_i и y_i , $i = 1, 4$. Почетна кинетичка енергија протона је E . Почетне брзине протона су паралелне са осом сочива. Протони улазе у сочиво кроз квадратну апертуру центрирану у улазној граничној равни сочива. Странице апертуре су паралелне осам x и y и дужине $D-2a$.



Слика 5.1. (а) Шематски приказ тродимензионалног квадратног електростатичког дугиног сочива: 1, 2, 3 и 4 – електроде; 5 – гранични цилиндар и 6 – апертура. (б) Трансверзални пресек дугиног електростатичког сочива.

Претпоставићемо да електростатички потенцијал у области око сваке електроде можемо да апроксимирамо потенцијалом униформно наелектрисане бесконачне жице која лежи дуж осе електроде (Nešković et al., 2011). Та апроксимација је сасвим добра на већим растојањима од оса електрода и улазне и излазне граничне равни сочива.

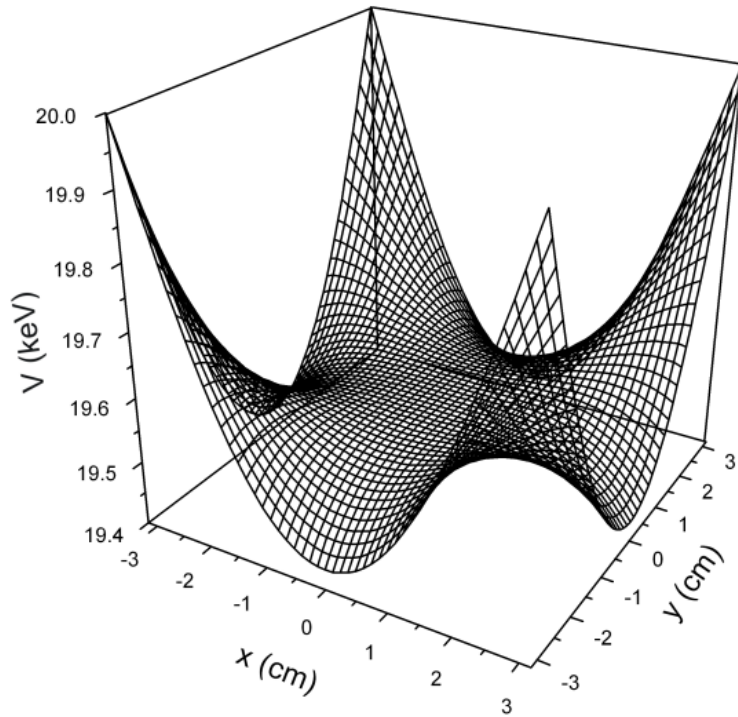
Може се показати да је у области између електрода, граничног цилиндра и граничних равни, потенцијал сочива дат са:

$$\varphi(x, y) = \frac{q'}{2\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^4 \ln \frac{\rho_i}{\rho_{ci}}, \quad (5.1)$$

где је $\rho_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}$, $\rho_{ci} = \sqrt{(x_c - x_i)^2 + (y_c - y_i)^2}$, q' - линијска густина наелектрисања; $x_c = \rho_c$ и $y_c = 0$ су координатне тачке у медијалној равни сочива за које важи $\varphi(x_c, y_c) = 0$. Ова тачка је смештена на граничном цилиндру. Тачка у медијалној равни сочива где је $\varphi(x_0, y_0) = \varphi_0$ смештена је на електроди, при чему је $x_0 = ((D/\sqrt{2}) - a)/\sqrt{2}$ и $x_0 = y_0$ (видети слику 5.1(б)). Због тога једначина (5.1) постаје:

$$\varphi(x, y) = \frac{\varphi_0}{C_0} \sum_{i=1}^4 \ln \frac{\rho_i}{\rho_{ci}}, \quad (5.2)$$

где је $C_0 = \sum_{i=1}^4 \ln(\rho_{0i}/\rho_{ci})$ и $\rho_{0i} = \sqrt{(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2}$. Претпоставићемо да у областима пре и после граничних равни важи $\varphi(x, y) = 0$. Трансверзалне компоненте електростатичког поља унутар граничног цилиндра су дате са:



Слика 5.2. Потенцијал интеракције између протона и сочива, $V(x,y)$, у области између електрода сочива, за $\varphi_0 = 20 \text{ kV}$.

$$E_x(x,y) = -\frac{\varphi_0}{C_0} \sum_{i=1}^4 \frac{x - x_i}{\rho_i^2} \text{ и } E_y(x,y) = -\frac{\varphi_0}{C_0} \sum_{i=1}^4 \frac{y - y_i}{\rho_i^2}, \quad (5.3)$$

док је лонгитудална компонента поља $E_z(x,y)$ једнака нули. Такође, претпостављено је да су све компоненте поља пре и после граничних равни једнаке нули. Потенцијал интеракције између протона и сочива дат је са $V(x,y) = q\varphi(x,y)$. Можемо се запитати какву врсту фокусирања очекујемо при кретању протона у таквом потенцијалу интеракције? Може се лако проверити да су коефицијенти другог реда Тејлоровог развоја потенцијала $\varphi(x,y)$ у

околини центра сочива једнаки нули. То значи да не постоји хармонијска (параболична) компонента потенцијала интеракције, тако да је кретање протона кроз сочиво чисто анхармонијско.

Дакле, угаона фреквенција осциловања протона око осе сочива зависи од његових ударних параметара. Из тог разлога изгледа да не можемо очекивати фокусирајуће ефекте у динамици протонског снопа унутар сочива.

С обзиром да се сочиво налази у вакууму, потенцијал $\phi(x, y)$ задовољава Лапласову једначину $(\partial_{xx} + \partial_{yy})\phi = 0$. Ако претпоставимо да је сочиво веома танко, тада трајекторије можемо да апроксимирамо правим линијама (Nešković et al., 1986). Последица тога је да диференцијални пресек за трансмисију протона има сингуларитет у тачкама које одговарају нулама Хесијана потенцијала, $\partial_{xx}V \partial_{yy}V + \partial_{xy}V \partial_{xy}V = 0$. Због важења горе наведене Лапласове једначине, следи да за сингуларне тачке важи, $\partial_{xx}V = 0$ и $\partial_{yy}V = 0$ (Demkov, 1981), што у општем случају као решење даје изоловане тачке. Дакле ове тачке представљају дугине тачке у равни угла расејања. Са друге стране, у случају квадратног дугиног сочива, једначине које би одређивале ове тачке су дате следећим изразима:

$$\sum_{i=1}^4 \frac{(x - x_i)^2 - (y - y_i)^2}{\rho_i^4}, \quad (5.4)$$

$$\sum_{i=1}^4 \frac{(x - x_i)^2 (y - y_i)^2}{\rho_i^4}. \quad (5.5)$$

Може се показати да ове једначине немају заједничких решења у области између електрода и граничног цилиндра, односно, да не постоје дугине тачке. Дакле, у случају веома кратког сочива не постоје дуге у равни ударног параметра и равни угла расејања. На основу тога потенцијал интеракције не би

имао катастрофичан карактер (Thom., 1975; Nešković et al., 1993). Међутим, показаћемо да овај закључак не важи када сочиво није врло кратко, односно да се теорија кристалне дуге може успешно применити у случају квадратног дугиног сочива који разматрамо (Nešković et al., 2011, Telečki et al., 2012).

Да бисмо добили компоненте положаја и вектора брзина протона унутар сочива и након проласка кроз граничну раван сочива, потребно је израчунати његове једначине кретања. Како потенцијал интеракције не зависи од варијабле z лонгитудално кретање протона је униформно, тако да је довољно израчунати само једначине кретања протона у трансверзалној равни. Почетне координате протона у трансверзалној равни су x_0 и y_0 , док је почетна трансверзална брзина протона једнака нули. Трансверзалне компоненте вектора положаја протона односно брзине протона дате су као следеће функције: $x(x_0, y_0, z)$ и $y(x_0, y_0, z)$, односно, $v_x(x_0, y_0, z)$ и $v_y(x_0, y_0, z)$, респективно. Одговарајући углови трансмисије протона су одређени следећим функцијама: $\theta_x(x_0, y_0, z) = \tan(v_x(x_0, y_0, z)/v_z)$ и $\theta_y(x_0, y_0, z) = \tan(v_y(x_0, y_0, z)/v_z)$. Просторне расподеле трансмитованих протона за изабрану вредност z , тј. њихова расподела у изабраној трансверзалној равни и њихова одговарајућа угаона расподела генерисане су помоћу метода комјутерске симулације. Приликом прорачуна претпостављена је униформна расподела протона унутар квадратне апертуре у улазној равни сочива.

Јакобијан функција компоненти углова трансмисије протона који представља однос бесконачно малих површина у равни трансмисионог угла и равни ударног параметара дат је са: $J_\theta(x_0, y_0, z) = \partial_{x_0} \theta_x \partial_{y_0} \theta_y - \partial_{y_0} \theta_x \partial_{x_0} \theta_y$. Он описује пресликавање равни ударног параметра на раван угла трансмисије, тако да једначина $J_\theta(x_0, y_0, z) = 0$ дефинише линије угаоних дуга у равни ударног параметра дуж којих је ово пресликавање сингуларно. Уколико те линије постоје њихове слике одређене функцијама $\theta_x(x_0, y_0, z)$ и $\theta_y(x_0, y_0, z)$ су линије угаоних дуге у равни угла трансмисије.

Са друге стране, пресликавање равни ударног параметра на раван трансверзалних позиција описано је Јакобијаном пресликавања: $J_{\rho}(x_0, y_0, z) = \partial_{x_0} x \partial_{y_0} y - \partial_{y_0} x \partial_{x_0} y$. Овај Јакобијан представља однос бесконачно малих површина у равни трансверзалних позиција и равни ударног параметара, тако да једначина $J_{\rho}(x_0, y_0, z) = 0$ дефинише линије просторних дуга у равни ударног параметара, дуж којих је ово пресликавање сингуларно. Сlike ових линија које су одређене функцијама $x(x_0, y_0, z)$ и $y(x_0, y_0, z)$ су линије просторних дуга у равни трансверзалних позиција. Угаоне и просторне дуге у равнима трансверзалних позиција и угла трансмисије раздвајају светле и тамне регионе у њима. Њихови облици су класификовани помоћу теорије катастрофа (Thom (1975)).

5.2. Просторне и угаоне расподеле и дуге трансмитованих протона

У нашем рачуну радиус и дужина сваке електроде квадратног електростатичког дугиног сочива били су $a = 4$ cm и $L = 40$ cm, респективно, раздаљина између оса суседних електрода је $D = 12$ cm и радиус граничног цилиндра сочива је $\rho_c = 20$ cm (слика 5.1(б)). Потенцијал на електродама се мењао између 10 и 100 kV. Почетна кинетичка енергија је била 10 keV док је почетан број протона био 400 000. Потенцијал интеракције између протона и сочива у региону између електрода, за $\phi_0 = 20$ kV, приказан је на слици 5.2. Трајекторије протона у трансверзалној равни рачунате су нумерички, коришћењем Рунге-Кута метода четвртог реда (Press, 1993).

На слици 5.3 приказане су просторне расподеле трансмитованих протона унутар сочива, за $z = -10, 0$ и 10 cm као и на самом излазу, за $z = 20$ cm. Потенцијал на електродама је био $\phi_0 = 20$ kV. За сваку позицију у трансверзалној равни протони који задовољавају један од следећих услова:

$$v_x < 0 \text{ и } v_y \leq 0 \text{ ако је } x > 0 \text{ и } y \geq 0, \quad (5.6a)$$

$$v_x \geq 0 \text{ и } v_y < 0 \text{ ако је } x \leq 0 \text{ и } y > 0, \quad (5.6б)$$

$$v_x > 0 \text{ и } v_y \geq 0 \text{ ако је } x < 0 \text{ и } y \leq 0, \quad (5.6в)$$

$$v_x \leq 0 \text{ и } v_y > 0 \text{ ако је } x \geq 0 \text{ и } y < 0, \quad (5.6г)$$

$$v_x = 0 \text{ и } v_y = 0 \text{ ако је } x = 0 \text{ и } y = 0, \quad (5.6д)$$

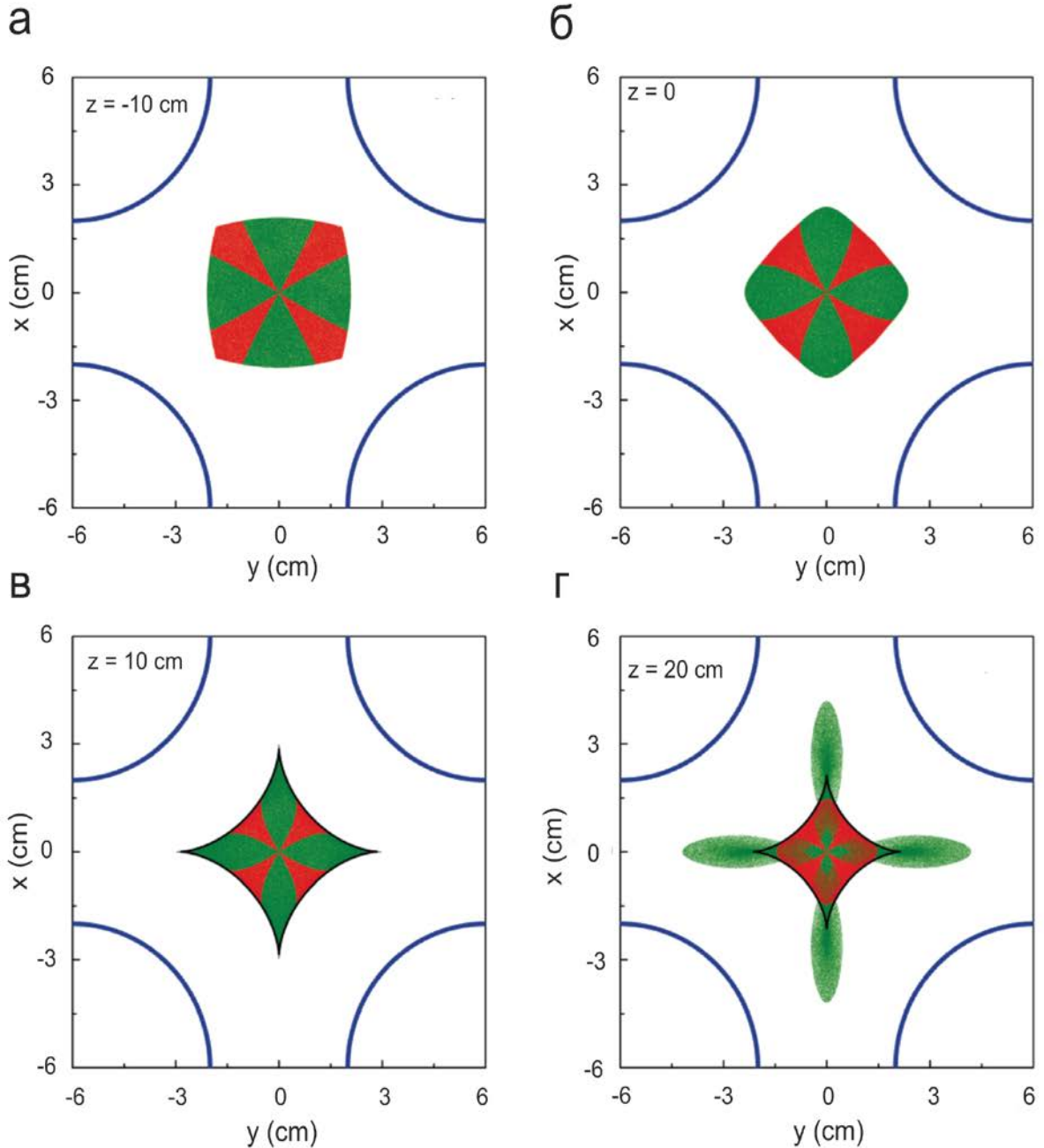
могу се третирати као да су фокусирани и они су приказани црвеним тачкама, док су остали протони дефокусирани, и приказани су зеленим тачкама. За $z = -10, 0$ и 10 cm фокусирани протони су распоређени у области насупрот електродама, док се дефокусирани протони налазе у области између суседних електрода. Ово је последица облика потенцијала интеракције протона и сочива (видети слику 5.2). У почетном паралелном снопу ударни параметри (x_0, y_0) су бирани случајно у равни ударног параметра унутар апертуре квадратног облика, дужине страница 4 cm, која је смештена у центру, на самом улазу у сочиво, тј. за $z = -20$ cm. Линије дуге приказане су црном бојом и оне се појављују тек за $z = 10$ cm. Оне имају облик криволинијског квадрата са теменима у облику рога који су усмерени између електрода. Можемо уочити да се фокусирани протони налазе унутар линија дуге, док дефокусирани протони "цуре" кроз темена рогова линија дуге.

Слика 5.4 приказује одговарајуће линије дуге је равни ударног параметра $z = -10, 0, 10$ и 20 cm. Из ове слике се јасно види следеће. Линија дуге се појављује за $z = 0$ cm али се она налази ван почетне апертуре, дакле она није опсервабилна. За $z = 10$ cm ова линија дуге улази у област апертуре. Ово објашњава зашто се линије дуга у равни трансверзалних позиција појављују за $z = 10$ cm, а нису присутне за $z = -10$ и 0 cm. За вредности валијабле z веће од 10 cm, линије дуга у равни ударног параметра и у равнима трансферзалних позиција се смањују, али остају квалитативно исте (видети слике 5.3 и 5.4).

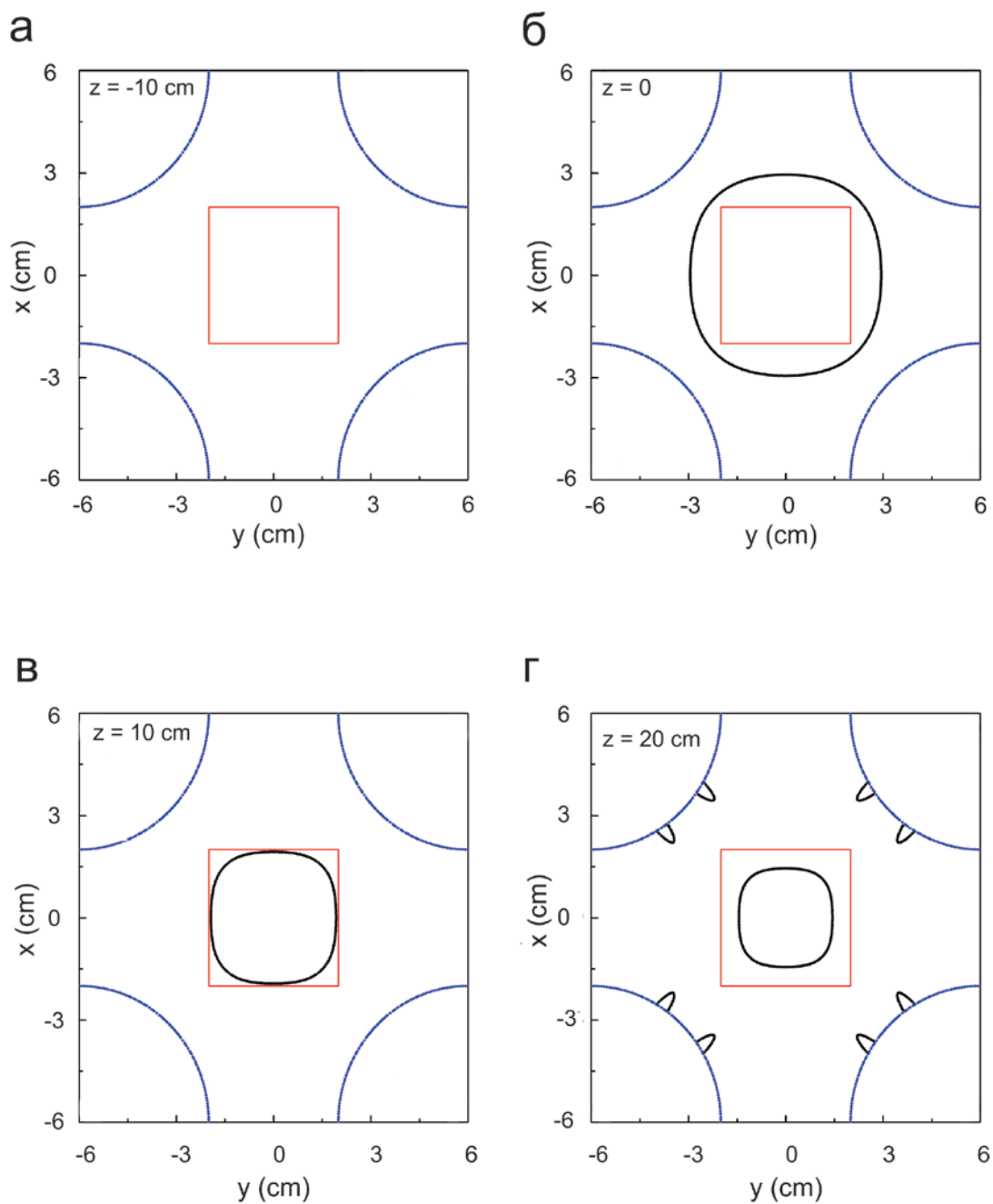
Анализа је показала да за $z = 10$ cm линија дуге обухвата све фокусиране и 91,5% дефокусираних протона, док за $z = 20$ cm ова линија обухвата све фокусиране и 53,1% дефокусираних протона.

Слика 5.5. приказује просторне расподеле трансмитованих протона и за $z = 30, 40, 70$ и 100 cm, што одговара области након изласка из сочива, тј. слободном простору (driftspace), где је претпостављено да нема поља и да се протони крећу дуж правих линија. На овој слици су приказане и одговарајуће линије дуга. Може се уочити да су фокусирани протони обухваћени линијама дуге, док број дефокусираних протона опада са порастом вариабле z . Дакле, линија дуге раздваја фокусиран и дефокусиран део снопа, при чему је протонски снап и након изласка из сочива јасно раздвојен на ове компоненте. Ово је манифестација катастрофичности у динамици протонског снопа, како у сочиву тако и ван њега. Принос протона се нагло мења дуж линије дуге те можемо рећи да сочиво омогућава катастрофично фокусирање јонског снопа. Иако је евидентно да се површина светле стране дуге смањује са порастом вариабле z (у опсегу вредности за z између 20 и 120 cm она се смањи за 6,8 пута) анализа је показала да не постоји тенденција смањења линије дуге у тачку. Изгледа као да протонски снап “памти” интеракцију која је чисто анхармонијска. Такође, можемо рећи да сочиво обезбеђује замрзавање језгра јонског снопа.

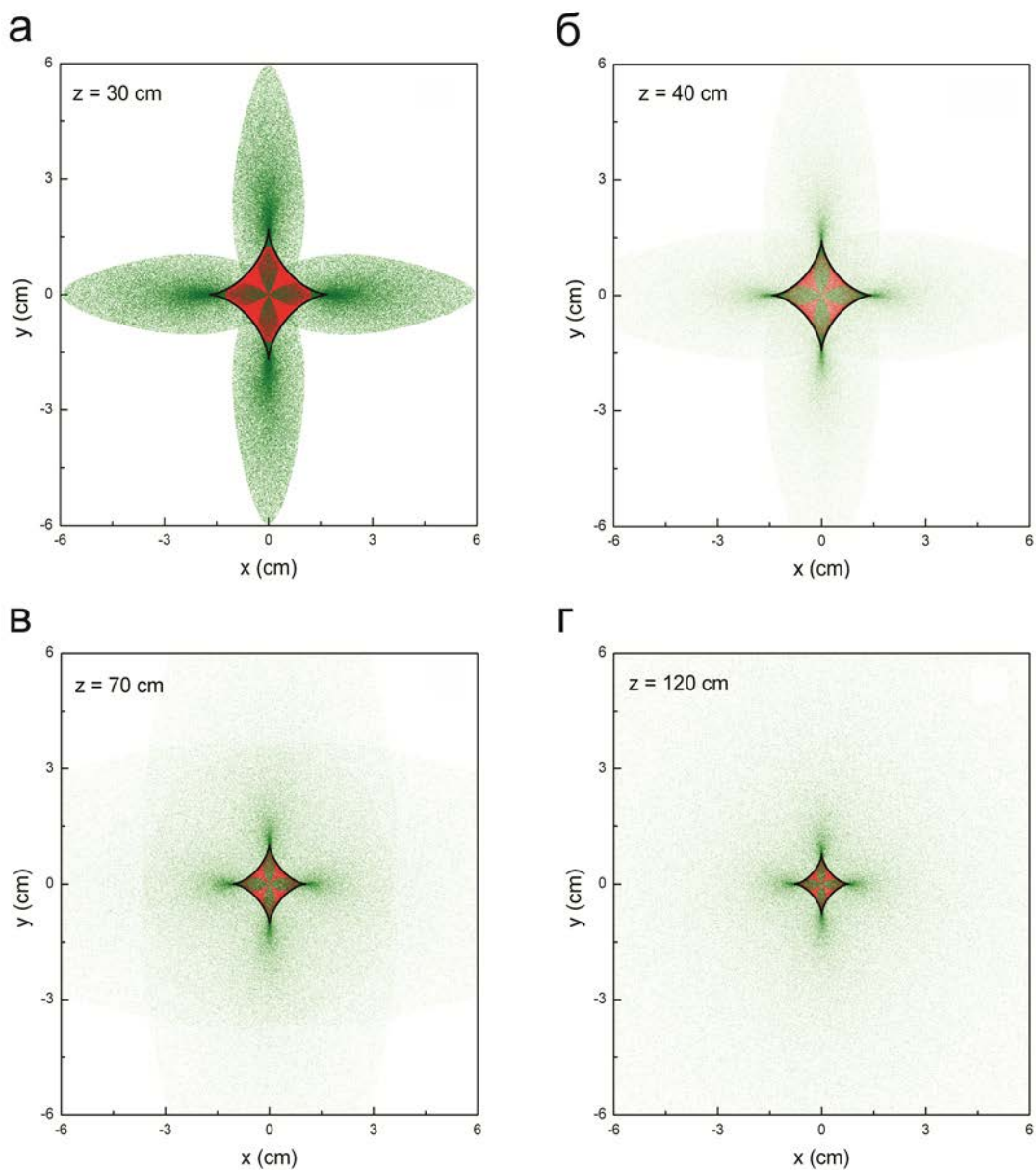
На слици 5.6 дата је просторна расподела трансмитованих протона у тродимензионалној репрезентацији за $z = 30$ cm и $\varphi_0 = 20$ kV. Четири максимума одговарају теменима рогова линије дуге. Ова расподела јасно показује катастрофични карактер динамике протонског снопа, тј. наглу промену приноса протона дуж линије дуге. Анализа просторних расподела трансмитованих протона за вредности потенцијала на електродама сочива $\varphi_0 = 10, 50$ и 100 kV показује да су оне сличне са просторним расподелама приказаним на сликама 5.3 и 5.5.



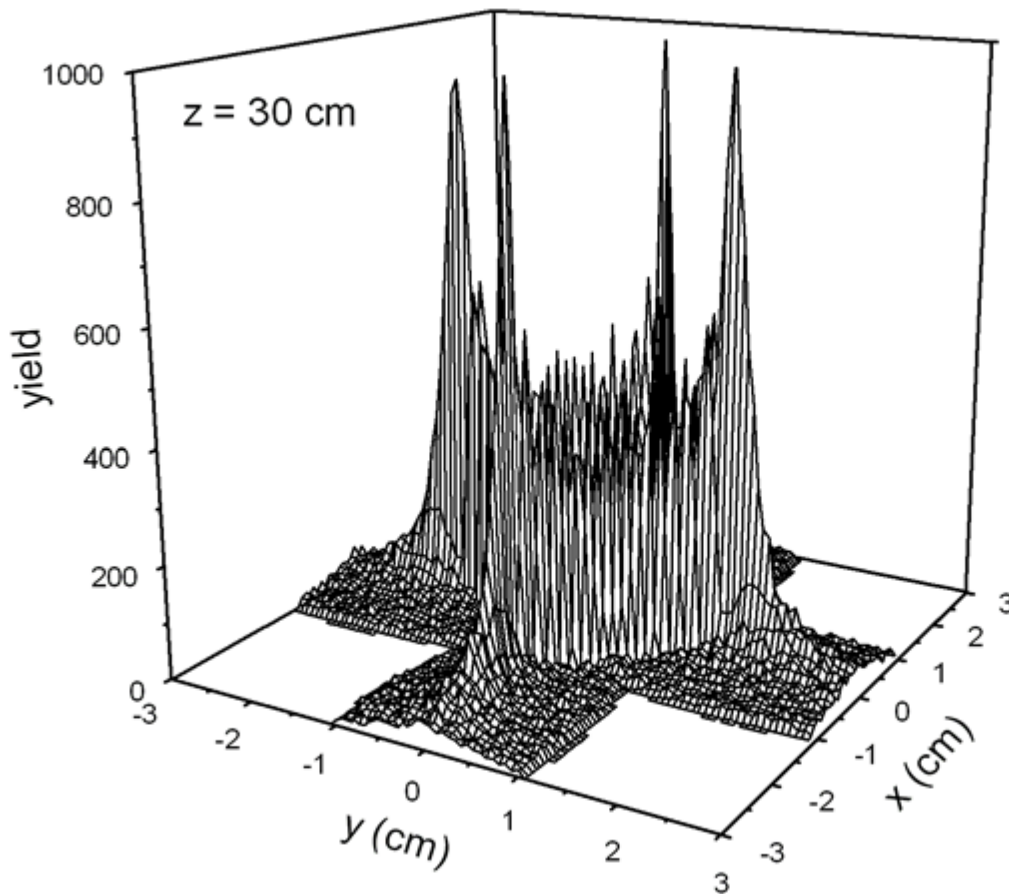
Слика 5.3. Просторна расподела трансмитованих протона унутар сочива за: (а) $z = -10$ cm, (б) $z = 0$, (в) $z = 10$ cm и (г) $z = 20$ cm, у случају $\varphi_0 = 20$ kV. Црвене и зелене тачке у равни трансверзалних позиција одговарају фокусираним и дефокусираним протонима, респективно. Линија дуге се појављује за $z = 10$ cm. Попречни пресек електрода са трансверзалном равни приказан је плавим деловима кружница.



Слика 5.4. Просторне линије дуге у равни ударног параметра , за: (а) $z = -10$ cm, (б) $z = 0$, (в) $z = 10$ cm и (г) $z = 20$ cm, у случају $\varphi_0 = 20$ kV. Апертура сочива је приказана црвеним квадратом. Попречни пресек електрода са трансверзалном равни приказан је плавим деловима кружица.



Слика 5.5. Просторна расподела трансмитованих протона и одговарајуће линије дуга у области изван сочива, за: (а) $z = 30$ cm, (б) $z = 40$ cm, (в) $z = 70$ cm и (г) $z = 120$ cm, у случају $\varphi_0 = 20$ kV. Црвене и зелене тачке у равни трансверзалних позиција одговарају фокусираним и дефокусираним протонима, респективно.



Слика 5.6. Просторна расподела трансмитованих протона у тродимензионалној репрезентацији за $z = 30$ cm и $\phi_0 = 20$ kV.

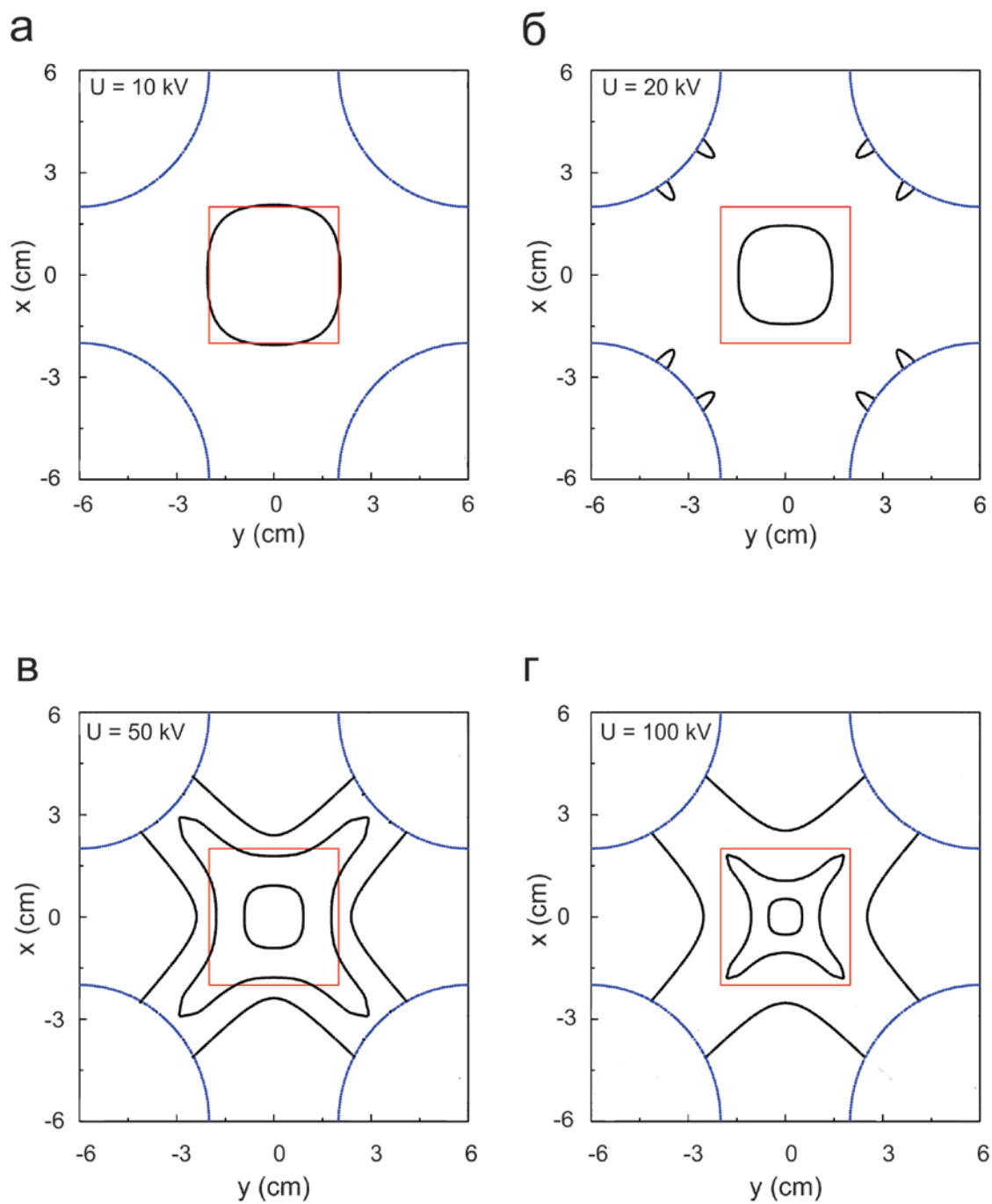
Линије дуга у равни ударног параметра за $\phi_0 = 10, 50$ и 100 kV приказане су на сликама 5.7(а)-(г), респективно. Еволуција просторних расподела је спорија за $\phi_0 = 10$ kV а бржа за $\phi_0 = 50$ kV и $\phi_0 = 100$ kV, у односу на одговарајућу еволуцију за $\phi_0 = 20$ kV. За $\phi_0 = 10$ kV линија дуге се формира непосредно након излаза из сочива, за z између 20 и 30 cm (слика 5.7(а)), док за $\phi_0 = 50$ и 100 kV она је већ формирана за z између -5 и 0 cm и -10 и -5 cm, респективно. Као последица брже еволуције, за $\phi_0 = 50$ kV, формира се додатна линија дуге за z

између 10 и 20 cm. Међутим она није затворена из разлога што њој одговарајућа просторна дуга у равни ударног параметара није у потпуности ушла у оквир апертуре (слика 5.7(в)). У случају $\varphi_0 = 100$ kV ова додатна линија дуге је затворена за z између 0 и 10 cm (слика 5.7(г)). За $\varphi_0 = 50$ и 100 kV, 99,0% и 96,8% фокусираних протона се налазе унутар линија дуге, респективно.

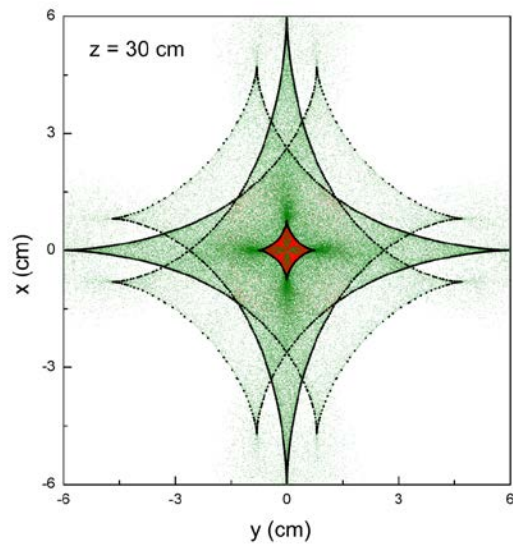
На слици 5.8 приказана је расподела трансмитованих протона за $\varphi_0 = 100$ kV и $z = 30$ cm као и одговарајуће линије дуге. Ове дуге су сложене и састоје се од унутрашње дуге, која је облика криволинијског квадрата са четири рога, и спољашње дуге, која је сложена линија која садржи 12 симетрично распоређених рогова. Унутрашња линија дуге је слика унутрашње затворене линије дуге у равни ударног параметра унутар апертуре, док је спољашња линија дуге слика спољашње затворене линије дуге у равни ударног параметра унутар апертуре (слика 5.7(г)).

Анализа показује да је у овом случају 86.3% фокусираних протона конфинирано унутар унутрашње линије дуге док је 13.7% конфинирано унутар спољашње линије дуге (не укључујући унутрашњу линију дуге).

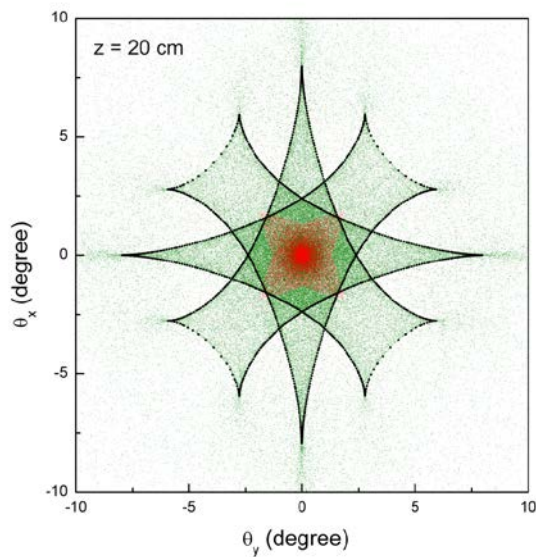
Угаона расподела трансмитованих протона и одговарајућа линија дуге за $z = 20$ cm и $\varphi_0 = 100$ kV приказане су на слици 5.9. Линија дуге је сложеног облика и састоји се од међусобно спојених 12 рогова. Анализа је показала да се 96.8 % фокусираних протона налази унутар ове линије дуге. Она је слика затворене линије дуге у равни ударног параметра која се налази унутар апертуре, која је приказана на слици 5.10.



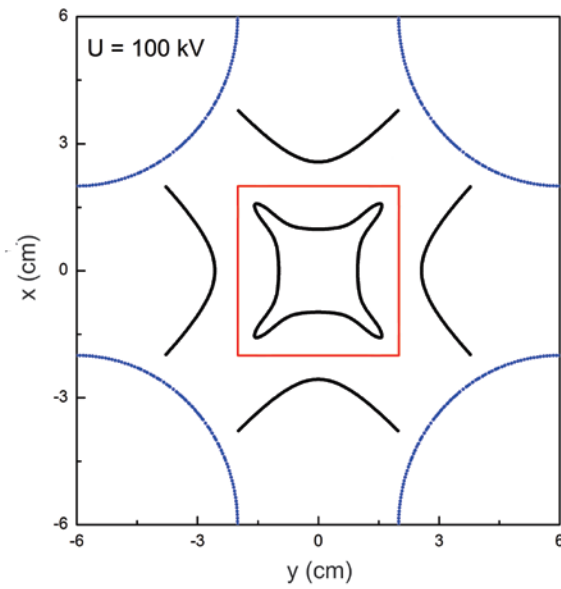
Слика 5.7. Линеје дуге у равни ударног параметра након изласка из сочива, за: (а) $\varphi_0 = 10 \text{ kV}$, (б) $\varphi_0 = 20 \text{ kV}$, (в) $\varphi_0 = 50 \text{ kV}$ и (г) $\varphi_0 = 100 \text{ kV}$.



Слика 5.8. Просторна расподела трансмитованих протона у дводимензионалној репрезентацији и одговарајућа линија дуге за $z = 30$ cm и $\varphi_0 = 100$ kV. Црвене и зелене тачке у равни трансверзалних позиција одговарају фокусираним и дефокусираним протонима респективно.



Слика 5.9. Угаона расподела трансмитованих протона у дводимензионалној репрезентацији и одговарајућа линија дуге за $z = 20$ cm и $\varphi_0 = 100$ kV. Црвене и зелене тачке у равни трансверзалних позиција одговарају фокусираним и дефокусираним протонима респективно.



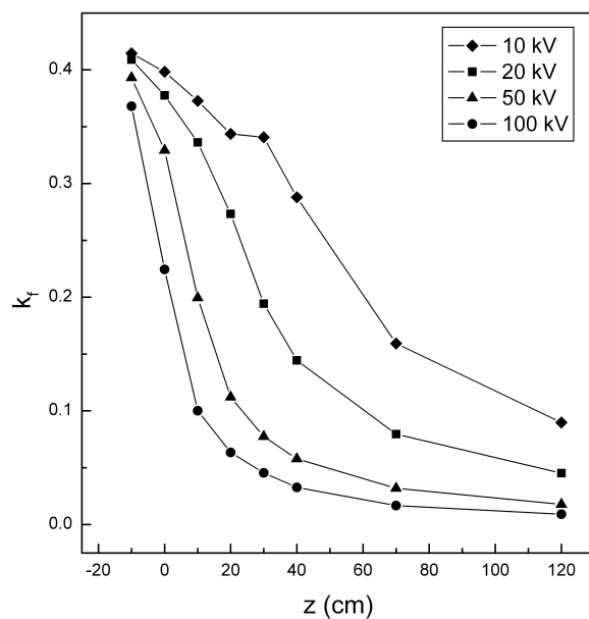
Слика 5.10. Угаона линија дуге у равни ударног параметра за $z = 20$ cm и $\varphi_0 = 100$ kV. Апертура сочива је приказана црвеним квадратом. Попречни пресек електрода са трансверзалном равни приказан је плавим деловима кружница.

5.3. Фокусирајући и конфинирајући коефицијенти протонског снопа

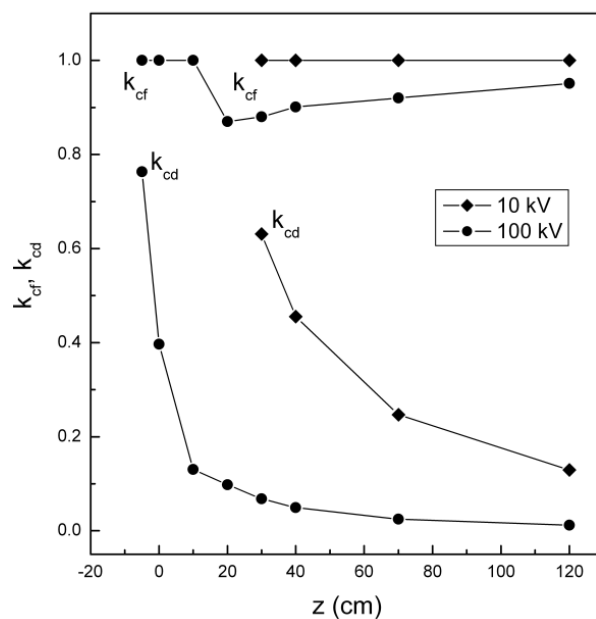
Сада ћемо увести три коефицијента која квантитативно описују еволуцију фокусираних и дефокусираних група протона. Први коефицијент је однос броја фокусираних са укупним почетним бројем протона у трансверзалној равни који је означен са k_f . Назвћемо га коефицијентом фокусирања. Други коефицијент је однос броја фокусираних протона конфинираних унутар линије дуге према укупном броју фокусираних протона у трансверзалној равни означен са k_{cf} и трећи параметар је однос броја дефокусираних протона конфинираних унутар линије дуге према укупном броју дефокусираних протона у трансверзалној равни, који је означен са k_{cd} . Параметре k_{cf} и k_{cd} назваћемо конфинирајућим коефицијентима сочива за фокусиране и дефокусиране протоне, респективно.

На слици 5.11 приказана је зависност коефицијента k_f од варијабле z између -10 и 120 cm за $\varphi_0 = 10, 20, 50$ и 100 kV. Са обзиром да је почетна брзина протона паралелна са осом сочива можемо претпоставити да је на улазу сочива, тј. За $z = -20$ cm, $k_f = 0,5$. У улазној области, за z између -20 и -10 cm, коефицијент k_f опада од 0,5 до интервала 0,37-0,41 у зависности од вредности потенцијала на електродама. Такође, у читавом опсегу за z вредност за k_f опада са повећавањем φ_0 . То приписујемо бржој еволуцији угаоних расподела протона са повећањем φ_0 . Поред тога, зависности k_f од варијабле φ_0 међусобно су сличне. Међутим, за $\varphi_0 = 10$ kV, постоји плато криве k_f за z између 20 и 40 cm. Појављивање платоа приписујемо чињеници да се линија дуге затвара одмах након изласка из сочива (за z између 20 и 30 cm), а не као у случају осталих вредности напона, када се линија дуге затвара унутар сочива. Показано је да је за $z = 120$ cm, вредност за k_f мала и налази се у интервалу 0,01-0,09, у зависности од вредности φ_0 .

На слици 5.12 дата је зависност коефицијената k_{cf} и k_{cd} од варијабле z за $\varphi_0 = 10$ и 100 kV. У складу са дефиницијом ова два параметара, њихова зависност дата је за оне вредности варијабле z чије су линије дуге затворене. Слика јасно показује да су при $\varphi_0 = 10$ kV сви фокусирани протони конфинирани унутар линије дуге, док дефокусирани протони леже како унутар тако и ван линије дуге. При томе број протона који леже унутар линије дуге опада са повећањем варијабле z . До сличног закључка долазимо и у случају $\varphi_0 = 20$ и 50 kV. За $\varphi_0 = 100$ kV имамо нешто другачију ситуацију. Наиме, за z између 10 и 30 cm, k_{cf} има велики пад, док k_{cd} има мали плато, након чега k_{cd} расте постепено до $0,95$, док се k_{cf} смањује до $0,01$, за $z = 120$ cm. Ово карактеристично одступање, као што је већ напоменуто, последица је чињенице да долази до додатног формирања линије дуге у области z између 0 и 30 cm. Појављивање пада криве k_{cf} у складу је са наведеном чињеницом да се фокусирани протони налазе и у региону између прве унутрашње и друге спољашње дуге. Постепени раст k_{cf} за z између 30 и 120 cm значи да се број фокусираних протона конфинираних у области између дуга смањује брже него број фокусираних протона конфинираних у унутрашњој дуги. Појављивање малих платоа у кривој за k_{cd} значи да формирање дуге доводи до споријег опадања броја дефокусираних протона унутар унутрашње дуге. Након што се додатна линија дуге затвори, k_{cd} стално опада у опсегу варијабле z између 30 и 120 cm.



Слика 5.11. Зависност коефицијента фокусирања k_f од варијабле z за $\varphi_0 = 10, 20, 50$ и 100 kV.



Слика 5.12. Зависност коефицијената конфинирања сочива за фокусиране и дефокусиране протоне, k_{cf} и k_{cd} , респективно, од варијабле z за $\varphi_0 = 10$ и 100 kV.

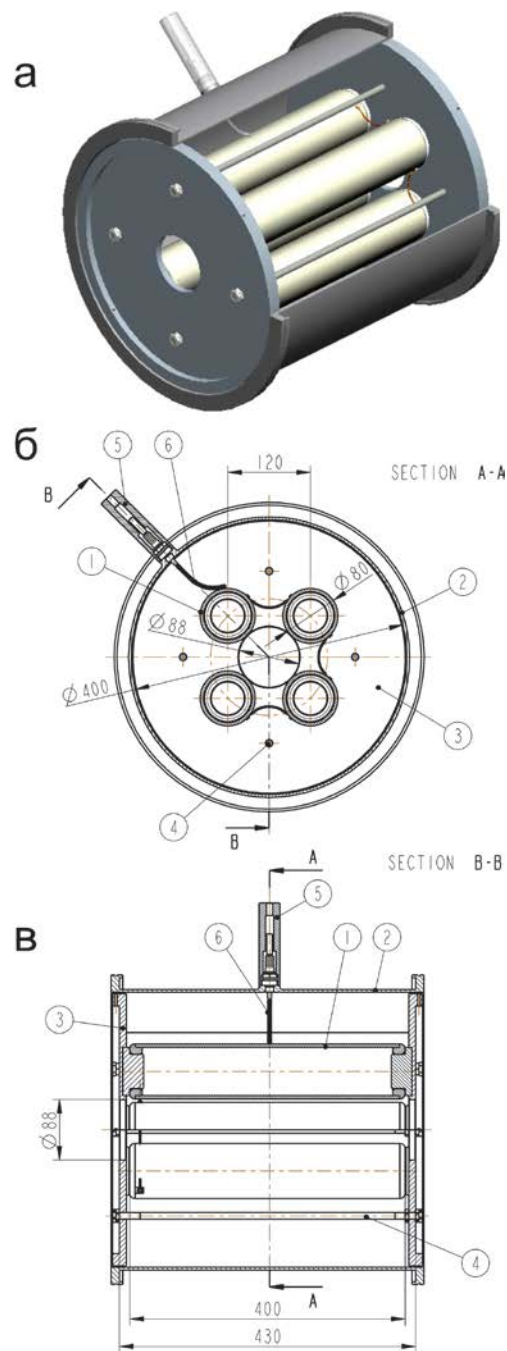
6. Фокусирајуће карактеристике уређаја квадратног електростатичког дугиног сочива

У овом поглављу приказани су резултати везани за уређај квадратног електростатичког дугиног сочива, при чему је електростатички потенцијал добијен нумерички, методом коначних елемената (FEM). Сноп протона није био паралелан, него је описан помоћу одговарајуће емитансе, која одговара реалном јонском снопу.

Почетна кинетичка енергија протона је била $E_0 = 10 \text{ keV}$, потенцијал на електродама је $\phi_0 = 2 \text{ kV}$, док је почетна емитанса снопа $200 \text{ } \pi \text{ mm mrad}$. Приказана је просторна расподела протона унутар и у простору након изласка из сочива и угаона расподела протона након изласка из сочива и оне су упоређене са одговарајућим линијама дуге. Дате су емитанса и сјајност јонског снопа, као и коефицијенти конфинирања трансмитованог снопа унутар линија дуге.

6.1. Опис уређаја квадратног електростатичког дугиног сочива

На слици 6.1а дат је тродимензионални приказ уређаја квадратног електростатичког дугиног сочива. На сликама 6.1б и 6.1в дат је трансверзални и лонгитудални шематски пресек уређаја. Спољашњи пречник електрода је $2a_e = 80 \text{ mm}$, док су њихове дужине $L_e = 400 \text{ mm}$. Растојање између оса суседних електрода је $b_e = 120 \text{ mm}$. Улазна и излазна гранична плоча је кружног облика са кружним одсечцима у њиховом центру, који представљају улазну и излазну



Слика 6.1. (а) Тродимензионални приказ квадратног електростатичког дугиног сочива, (б) Трансверзални пресек- А-А, и (в) Лонгитудални пресек В-В, 1-електроде са изолатором 2-гранични цилиндар, 3-гранична раван са апертуром, 4-спојна шипка 5-електрични изолатор и 6-електрични конектор.

апертуру. Раздаљина између улазне и излазне равни, $L_p = 430 \text{ mm}$, док су пречници улазне и излазне апертуре исти и износе $2a_p = 88 \text{ mm}$. Цилиндар, улазна и излазна плоча направљени су од нерђајућег челика и уземљени (налазе се на нултом потенцијалу).

6.2. Електростатичко поље уређаја квадратног електростатичког дугиног сочива

Електростатички потенцијал и компоненте електричног поља уређаја квадратног електростатичког дугиног сочива рачунати су коришћењем GetDP компјутерског кода (GetDP, 2012) који користи метод коначних елемената. Мрежа у рачунатом опсегу добијена је помоћу TetGen тетрагоналног генератора мреже (TetGen, 2006). Одговарајућа Лапласова једначина електростатичког поља рачуната је коришћењем другог реда нодалне базисне функције и h -адаптивне процедуре. Почетни домен је рачунат за паралелопипед трансверзалне димензије $A_d = B_d = 400 \text{ mm}$ и лонгитудалне димензије $C_d = 510 \text{ mm}$. Међутим, са обзиром на симетрију сочива, израчунавања су вршена за трансверзалне компоненте x и y између 0 и 200 mm и за лонгитудалну z компоненту између 0 и 255 mm . Ово је значило велику уштеду компјутерског времена пошто је оваква запремина осам пута мања од почетне. Накнадна процена за енергијску норму је коришћена за налажење региона који одговара великој грешци, тако да је у следећој итерацији вршена поправка. На овај начин енергијска норма је одређена да износи $0,07\%$, тако да је одговарајући број тетраедара у последњој итерацији био $1.951.249$.

Вредности компоненти електричног поља дате су у чворовима регуларне мреже (x_i, y_j, z_k) $i = 1, \dots, 101$; $j = 1, \dots, 101$; $k = 1, \dots, 256$ са еквиливантним корацима по свакој координати, који су једнаки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \text{ mm}$. Приликом рачунања једначина кретања јона методом Рунге-Кута четвртог реда, вредност

електричног поља добијена је помоћу вредности поља у околним тачкама мреже помоћу метода трилинеарне интерполације функције од три промењиве (Kang., 2006).

6.3. Генерисање снопа и линија дуге

Као што је већ напоменуто, једначине кретања протона добијене су коришћењем Рунге-Кута метода четвртог реда, при чему електростатички потенцијал уређаја квадратног електростатичког сочива зависи и од лонгитудиналне компоненте, тако да су трајекторије протона рачунате у 3Д случају. Занемарен је ефекат просторног наелектрисања што је оправдано пошто је претпостављено да је почетна струја снопа мала. Почетне координате позиција протона означене су са x_0 и y_0 . Трансверзалне компоненте почетних вектора брзина протона означене су са v_{x_0} и v_{y_0} . Израчунате трансверзалне позиције протона означене су са $x(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z)$ и $y(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z)$ док су одговарајуће компоненте брзина протона означене са $v_x(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z)$, $v_y(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z)$ и $v_z(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z)$, где је $\vec{\rho}_0 = (x_0, y_0)$ трансверзални вектор почетног положаја и $\vec{v}_{\rho_0} = (v_{x_0}, v_{y_0})$ трансверзални вектор почетне брзина. Почетне позиције протона су дефинисане када је варијабла z једнака $z_0 = -25,5 \text{ mm}$, што одговара максималном домету расипног електричног поља сочива. Дакле, трансверзална равна за $z = z_0$ дефинише равна ударног параметара. Одговарајуће компоненте угла трансмисије протона су дате са $\theta_x = \theta_x(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z) = \arctg(v_x/v_z)$ и $\theta_y = \theta_y(\vec{\rho}_0, \vec{v}_{\rho_0}, z) = \arctg(v_y/v_z)$. Просторна расподела трансмитованих протона генерисане су коришћењем Монте Карло метода. Испитиван је случај паралелног и непаралелног снопа протона. У случају паралелног снопа протона у равни ударног параметра ($z_0 = -25,5 \text{ mm}$), вредности за x_0 и y_0 изабране су случајно из униформне расподеле унутар круга пречника 80 mm, који је за 8 mm мањи од пречника улазне апертуре.

У случају непаралелног почетног протонског снопа, предпостављамо да је снап квази-паралелан (double waist) односно да снап има минималну угаону дисперзију. Просторна расподела протона у равни ударног параметра одређена је са центрираном дводимензионалном Гаусовом расподелом са стандардном девијацијом која износи $x_{0m}/2$ и $y_{0m}/2$, где је $x_{0m} = y_{0m} = 40$ mm полуширина снопа. Почетна угаона расподела протона одређена је са центрираном дводимензионалном Гаусовом расподелом са стандардном девијацијом која износи $\theta_{x0m}/2$ и $\theta_{y0m}/2$, где је $\theta_{x0m} = \theta_{y0m} = 5$ mrad, угаона полуширина снопа. Пошто је снап квазипаралелан, почетне емитансе снопа протона дате су следећим релацијама $\varepsilon_{0x} = \pi x_{0m} \theta_{x0m} = \varepsilon_{0y} = \pi y_{0m} \theta_{y0m} = 200$ π mm mrad (Lund et al., 2009). Почетни број протона је био 400 000. Ако током проласка кроз сочиво протон удари у неки од елемената уређаја дугиног сочива он се неће даље разматрати у рачуну.

Пресликавање равни ударног параметара на раван трансверзалних позиција је описано следећим јакобијаном:

$$J_{\rho}(\vec{\rho}_0, z) = \partial_{x_0} x \partial_{y_0} y - \partial_{y_0} x \partial_{x_0} y. \quad (6.2)$$

Једначина $J_{\rho}(\vec{\rho}_0, z) = 0$ дефинише просторне линије дуге у равни ударног параметара дуж којих је ово пресликавање сингуларно. Слика ових линија преко пресликавања $x(\vec{\rho}_0, z)$ и $y(\vec{\rho}_0, z)$ дефинише просторне линије дуге у равни трансверзалних позиција.

Пресликавање равни ударног параметара на раван угла трансмисије описано је следећим јакобијаном:

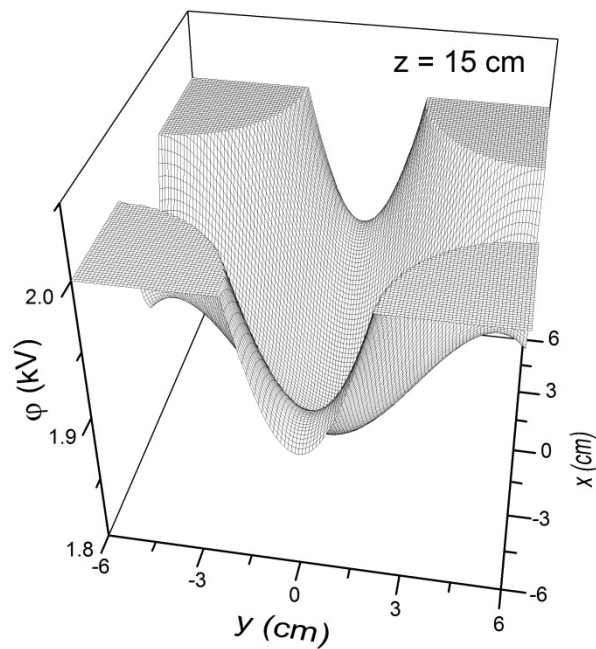
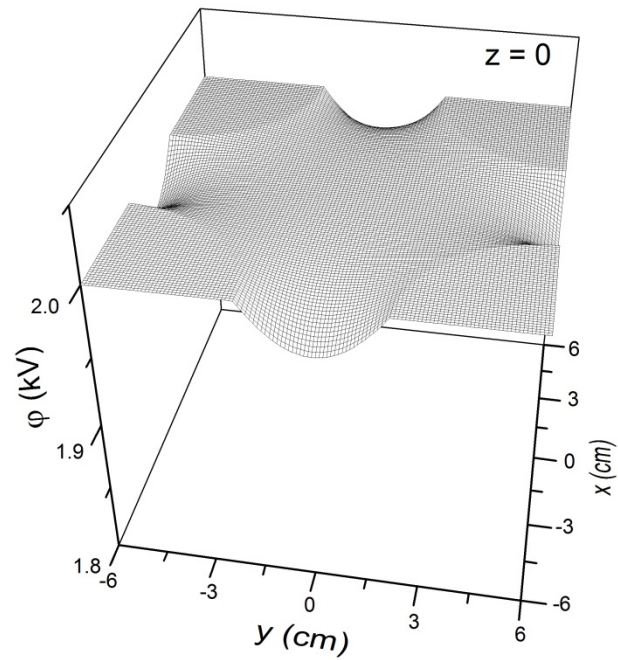
$$J_{\theta}(\vec{\rho}_0, z) = \partial_{x_0} \theta_x \partial_{y_0} \theta_y - \partial_{y_0} \theta_x \partial_{x_0} \theta_y. \quad (6.3)$$

Једначина $J_{\theta}(\vec{\rho}_0, z) = 0$ дефинише угаоне линије дуге у равни ударног параметра дуж којих је ово пресликавање сингуларно. Слика ових линија преко пресликавања $\theta_x(\vec{\rho}_0, z)$ и $\theta_y(\vec{\rho}_0, z)$ дефинише угаоне линије дуге у равни угла трансмисије.

6.4. Случај паралелног снопа протона

У претходном поглављу коришћен је аналитички израз за потенцијал дугиног сочива (5.2) који зависи само од трансверзалних варијабли x и y , при чему је претпостављено да је овај потенцијал једнак нули изван сочива, тј занемарено је расипно поља изван сочива. Међутим у случају реалистичног потенцијала који разматрамо у овом поглављу, он зависи и од лонгитудиналне варијабле z и такође постоји расипно поље изван сочива. Под утицајем таквог поља лонгитудална кинетичка енергија протона у области иза медијалне равни сочива ($z < 0$) ће се смањивати, док ће испред медијалне равни сочива ($z > 0$) расти, под условом да протон има довољно енергије да прође медијалну раван. Могућност да протон прође кроз сочиво зависи од почетне кинетичке енергије, трансверзалних компоненти почетних позиција и вредности потенцијала на електродама.

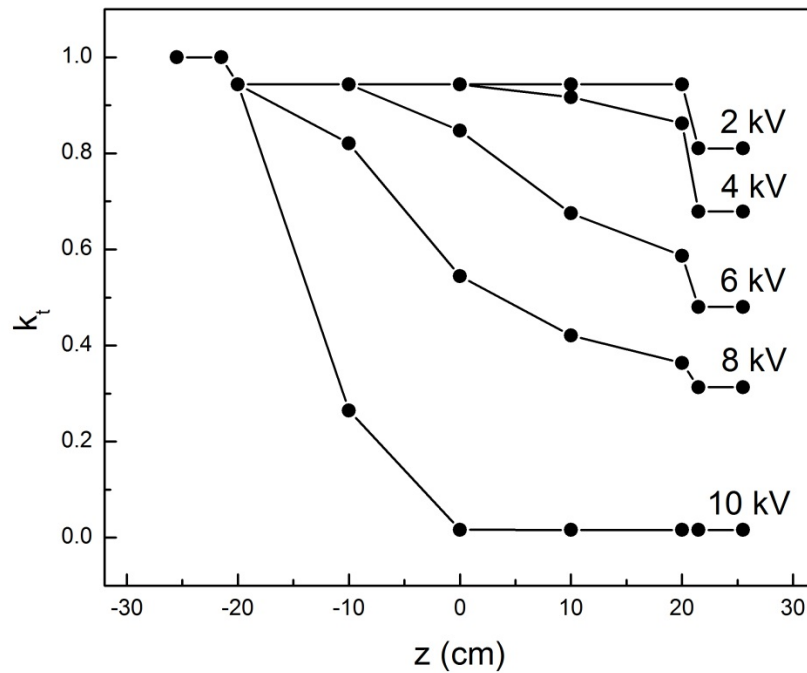
На слици 6.2(а) и 6.2(б) приказан је електростатички потенцијал у тродимензионалној репрезентацији унутар сочива за $z = 0$ и $z = 15$ cm, респективно, за потенцијал на електродама $\phi_0 = 2$ kV. На слици се види како се дубина потенцијалног зида мења дуж осе сочива. Приказана је област сочива у коме је лонгитудално поље убрзавајуће ($z > 0$).



Слика 6.2. Електростатички потенцијал $\varphi(x, y, z)$ у тродимензионалној репрезентацији унутар сочива, (а) у медијалној равни сочива, за $z = 0$ и (б) за $z = 15$ cm. Потенцијал на електродама износи $\varphi_0 = 2$ kV.

У случају паралелног снопа прво смо анализирали коефицијент трансмисије сочива k_t као функцију од варијабле z , при чему се потенцијал φ_0 мења у опсегу од 2 до 10 kV (са кораком од 2 kV). Резултати ове анализе приказани су на слици 6.3. Параметар k_t је дефинисан као однос броја почетних протона који улазе у кружну апертуру снопа и оних протона који су трансмитовани на различитим растојањима дуж лонгитудалног правца. Са слике се јасно види да су губици протона на апертурама и електродама доминантни при нижим напонома, док за напоне који су већи од 8 kV доминира одбијање протона као последица одбојног електричног поља сочива за $z < 0$. Карактеристичан пад коефицијента трансмисије k_t на растојањима $z = -21,5$ cm и $z = 21,5$ cm проузроковани су сударом протона са апертуром. Са повећањем напона уочавамо тенденцију смањења коефицијента k_t тако да за $z = 25,5$ cm и $\varphi_0 = 2$ kV његова вредност износи 0,820, док за $\varphi_0 = 10$ kV, његова вредност је блиска нули. Као резултат наведене анализе, за вредност потенцијала сочива φ_0 изабрали смо да буде 2 kV.

За $z = -10$ cm не постоји линија дуге у равни трансверзалних позиција зато што одговарајућа линија дуге у равни ударног параметра не постоји унутар улазне апертуре (видети слику 6.8). За $z = 0$ појављују се четири линије дуге којима одговара затворена линија дуге у равни ударног параметра чија се четири дела налазе унутар улазне апертуре (видети слике 6.7 и 6.8).

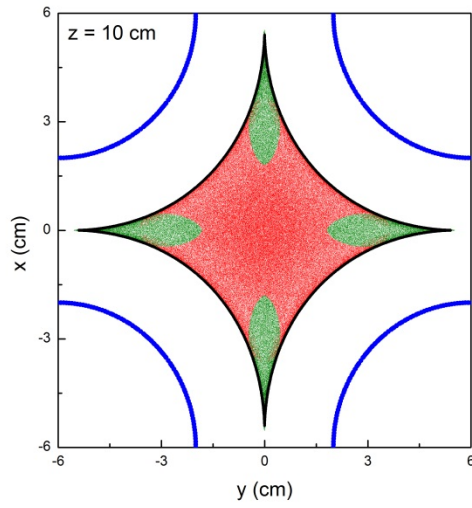


Слика 6.3. Зависност коефицијента трансмисије сочива k_t од варијабле z за вредност потенцијала на електродама ϕ_0 од 2 до 10 kV, у случају паралелног снопа протона.

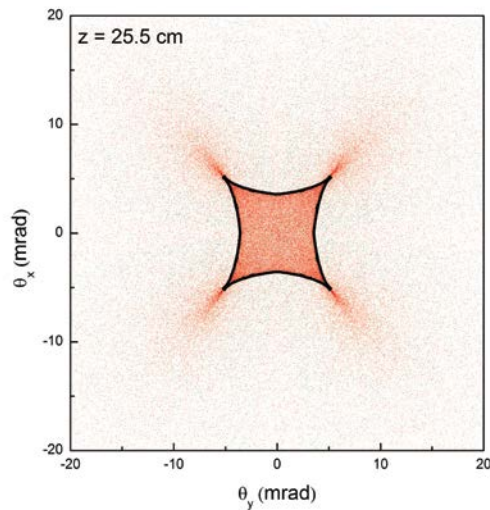
За паралелан сноп анализирани су просторне расподеле трансмитованих протона унутар сочива за $z = -10, 0$ и 10 cm, као и на излазу из сочива, за $z = 21,5$ cm, и одговарајуће просторне дуге. Црвеном и зеленом бојом приказани су фокусирајући и дефокусирајући протони, респективно. Протон је третиран као фокусирајући, ако важи $xv_x + uv_y < 0$, односно, као дефокусирајући, ако важи $xv_x + uv_y > 0$. Ти услови су општији од услова датих у предходном поглављу (5.6). Као што је и очекивано, фокусирани протони су груписани око праваца ка електродама, док су дефокусирајући протони груписани око праваца између суседних електрода.

За $z = 10$ cm и $z = 21,5$ cm линија дуге је у облику криволинијског квадрата са теменима у облику рога који су усмерени између електрода (видети слике 6.4 и 6.7). Просторна расподела трансмитованих протона у дводимензионалном приказу за $z = 10$ cm дата је на слици 6.4. Са ње се јасно види да облик линија дуге у потпуности одређује просторну расподелу снопа. Анализа је показала да за $z = 10$ cm, линија дуге обухвата 99,8% фокусирајућих и 97,2% дефокусирајућих протона, док за $z = 21,5$ cm, она обухвата 99,5% фокусирајућих и 62,9% дефокусирајућих протона, респективно. У складу са очекивањима, са повећањем варијабле z опада број дефокусираних протона унутар линије дуге, док се број фокусираних врло споро мења, односно, линија дуге ограничава "излазак" фокусираних протона.

Слика 6.5 приказује угаону расподелу трансмитованих протона у дводимензионалном приказу за $z = 25,5$ cm, што одговара равни у којој се завршава расипно поље сочива и одговарајућу угаону линију дуге. Сви протони су смештени у вертикалном и хоризонталном угаоном региону између -45 и 45 mrad, док је на слици 6.4 приказана мања угаона област, која је између -20 и 20 mrad. Фокусирани протони су концентрисани унутар линије дуге, која је облика криволинијског квадрата чија су темена у облику рога који су усмерени у правцу ка електродама. Анализа је показала да се унутар линија дуге налази 41% фокусираних и 8,2% дефокусираних протона.



Слика 6.4. Просторна расподела трансмитованих протона за $z = 10 \text{ cm}$ и $\varphi_0 = 2 \text{ kV}$ у случају паралеланог снопа и одговарајућа линија дуге. Црвене и зелене тачке приказују фокусиране и дефокусиране протоне, респективно.



Слика 6.5. Угаона расподела трансмитованих протона за $z = 25,5 \text{ cm}$ и $\varphi_0 = 2 \text{ kV}$ и одговарајућа угаона линија дуге у случају паралелног снопа. Црвене и зелене тачке приказују фокусиране и дефокусиране протоне, респективно.

6.5. Случај квази-паралелног снопа протона

У овој глави биће разматран случај када је снап протона на улазу у сочиво квази паралелан и описан емитансама $\varepsilon_{0x} = \varepsilon_{0y} = 200 \text{ п mm mrad}$. Као што је већ било напоменуто, ово значи да су почетне просторне и угаоне расподеле генерисане из одговарајућих центрираних Гаусових расподела са стандардним девијацијама од 20 mm и 2,5 mrad, респективно. Ове расподеле су добијене нумерички. Као и у случају паралелног снопа, енергија протона је 10 keV а потенцијал на електродама $\varphi_0 = 2\text{kV}$.

Почетна расподела у $x\theta_x$ равни за $z = -21,5 \text{ cm}$ дата је на слици 6.5. Почетни број протона је био 400 000. У складу са начином на који је ова расподела генерисана, број фокусираних и дефокусираних протона је био врло приближан. Број фокусираних протона износио је 199 642, док је број дефокусираних износио 200 358.

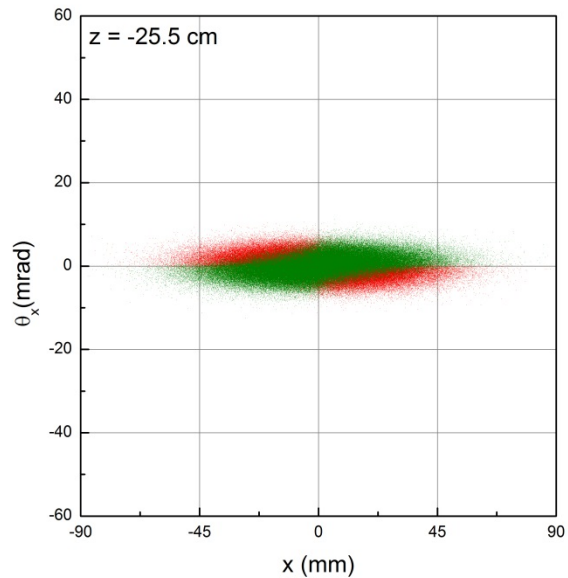
Пошто на кретање протона утичу све три компоненте електричног поља, долази до промене лонгитудиналне кинетичке енергије протона за време његовог проласка кроз сочиво. На сликама 6.7(a) – (в) приказане су расподеле лонгитудалне кинетичке енергије протона на улазу у расипно поље сочива, за $z = -25,5 \text{ cm}$, у медијалној равни, за $z = 0 \text{ cm}$, и на излазу из расипног поља сочива, за $z = 25,5 \text{ cm}$, респективно. Расподела за $z = -25,5 \text{ cm}$ се налази у опсегу од 9,46 до 9,88 keV, а њена максимална вредност одговара енергији од 9,49 keV, расподела за $z = 0$ се налази у опсегу од 7,49 до 8,00 keV, а њена максимална вредност одговара енергији од 7,99 keV, док се расподела за $z = 25,5 \text{ cm}$ налази у опсегу од 9,38 до 9,98 keV, а њена максимална вредност одговара енергији од 9,47 keV.

За квази-паралелан снап анализирани су просторне расподеле трансмитованих протона унутар сочива, за $z = -10, 0$ и 10 cm , као и на излазу, за $z = 21,5 \text{ cm}$. Ове расподеле су приказане на слици 6.8. Слика такође приказује

одговарајућу просторну линију дуге. Треба напоменути да је линија дуге израчуната претпостављајући да је почетни сноп протона био паралелан. Може се уочити да су протони више размазани у односу на линију дуге, тако да она више не представља онако оштру границу као у случају почетног паралалног снопа (слика 6.3). Анализа је показала да за $z = 10$ cm линија дуге обухвата 96,0% фокусирајућих протона и 87,8% дефокусирајућих протона, док за $z = 21,5$ cm ове вредности износе, 92,0% и 45,7%, респективно. Дакле, са повећањем варијабле z број фокусираних протона унутар линије дуге се смањује тако да се они могу наћи у већем броју и на тамној страни дуге, што није био случај када је почетни сноп протона био паралелан.

На слици 6.9 приказане су просторне линије дуге у равни ударних параметара чије су слике просторне линије дуге за $z = -10, 0, 10$ и $21,5$ cm, које су приказане на слици 6.8. Апертура сочива је на слици представљена као црвена кружница. За $z = -10$ cm, не постоје просторне линије дуге у равни ударног параметра. За $z = 0$ cm, постоји затворена просторна линија дуге у равни ударног параметра, која има квадратни облик, чија се четири мања дела налазе унутар апертуре. За $z = 10$ cm, ова просторна линија је мања и цела се налази унутар апертуре. За $z = 21,5$ cm, ова просторна линија дуге се додатно смањила и променила облик, који је доминантно кружни.

На слици 6.10 приказане су просторне расподеле трансмитованих протона изван сочива и одговарајуће просторне дуге у трансверзалним равнима за $z = 31,5, 41,5, 71,5$ и $121,5$ cm. Анализа је показала да је смањење броја фокусираних протона унутар линије дуге брже изван него унутар сочива, тако да за $z = 121,5$ cm број фокусираних протона унутар линије дуге износи само 12,0% свих фокусираних протона. Са друге стране, на слици се јасно види да је сноп протона подељен на два слабо преклапајућа дела – на део који одговара фокусираним протонима, који формира језгро снопа, и остатак који одговара дефокусираним протонима. Може се показати да се граница језгра снопа, која је



Слика 6.6 Почетна расподела протона у равни $x\theta_x$ за $z = 25,5$ cm и $\varphi_0 = 2$ kV за квази паралалан почетни сноп. Црвене и зелене тачке приказују фокусиране и дефокусиране протоне, респективно

по форми слична са одговарајућом просторном дугом, може добро апроксимирати хипотрохоидом, која је дата следећим параметарским једначинама:

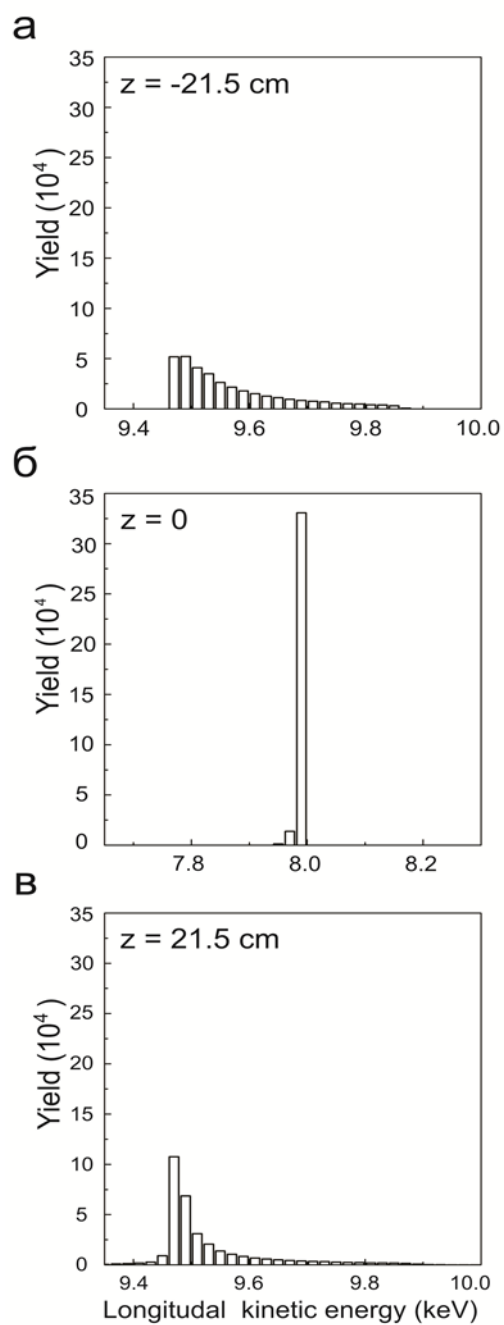
$$\begin{aligned} x &= a[3\cos\varphi + \lambda\cos(3\varphi)], \\ y &= a[3\sin\varphi - \lambda\sin(3\varphi)], \end{aligned} \tag{6.4}$$

где је $0 < \varphi < 90^\circ$, $a = (1/6)(\alpha + \sqrt{2} \beta)$, $\lambda = 3(\alpha - \sqrt{2} \beta) / (\alpha + \sqrt{2} \beta)$; вредности за α и β одговарају вредностима за x при угловима $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/4$, респективно, за које је принос фокусирајућих протона мањи од 10% максималног приноса фокусирајућих протона. Напомињемо да за $\lambda = 1$ хипотрохоида постаје астероида, док за $\lambda = 0$ она прелази у кружницу. Тако одређена граница језгра снопа се смањује са порастом варијабле z (видети слику 6.10) али се не редукује у тачку, што је последица анхармонијског карактера потенцијала сочива.

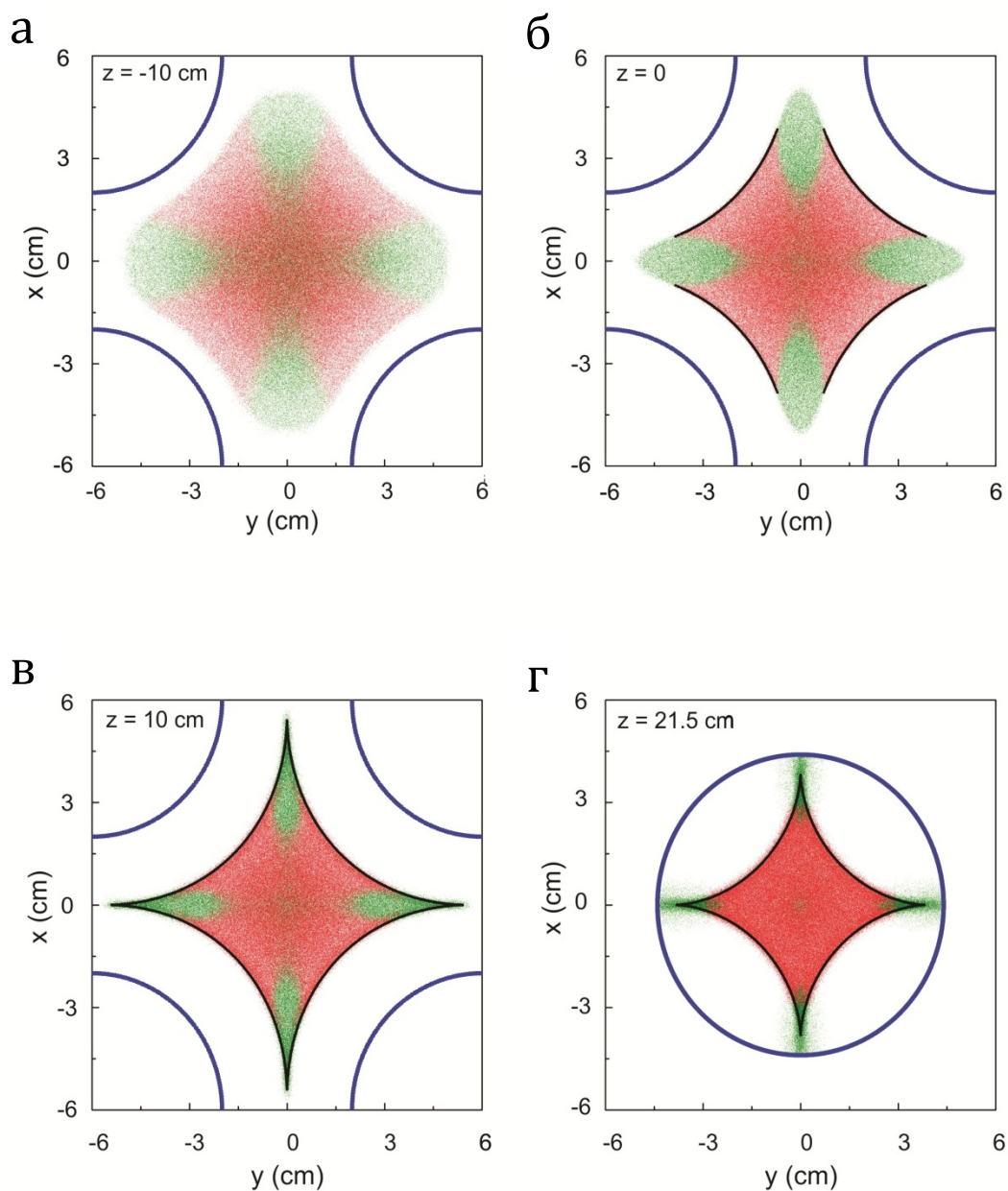
Слика 6.11 приказује угаону расподелу трансмитованих протона на излазу из расипног поља сочива ($z = 25,5$ cm) и одговарајућу угаону линију дуге. Иако у овом случају фокусирани и дефокусирани протони нису јасно разграничени, као у случају одговарајуће просторне расподеле, може се приметити да облик линије дуге одређује облик расподеле фокусирајућих протона. Анализа је показала да се 26,2% фокусирајућих и 11,9% дефокусирајућих протона налазе унутар линије дуге.

Расподела протона у $x\theta_x$ равни на излазу из расипног поља сочива ($z = 25,5$ cm), приказана је на слици 6.12. Она јасно показује нелинеаран карактер дугиног сочива. Напомињемо да је због симетрије сочива расподела протона у $u\theta_y$ равни иста као и одговарајућа расподела у $x\theta_x$ равни.

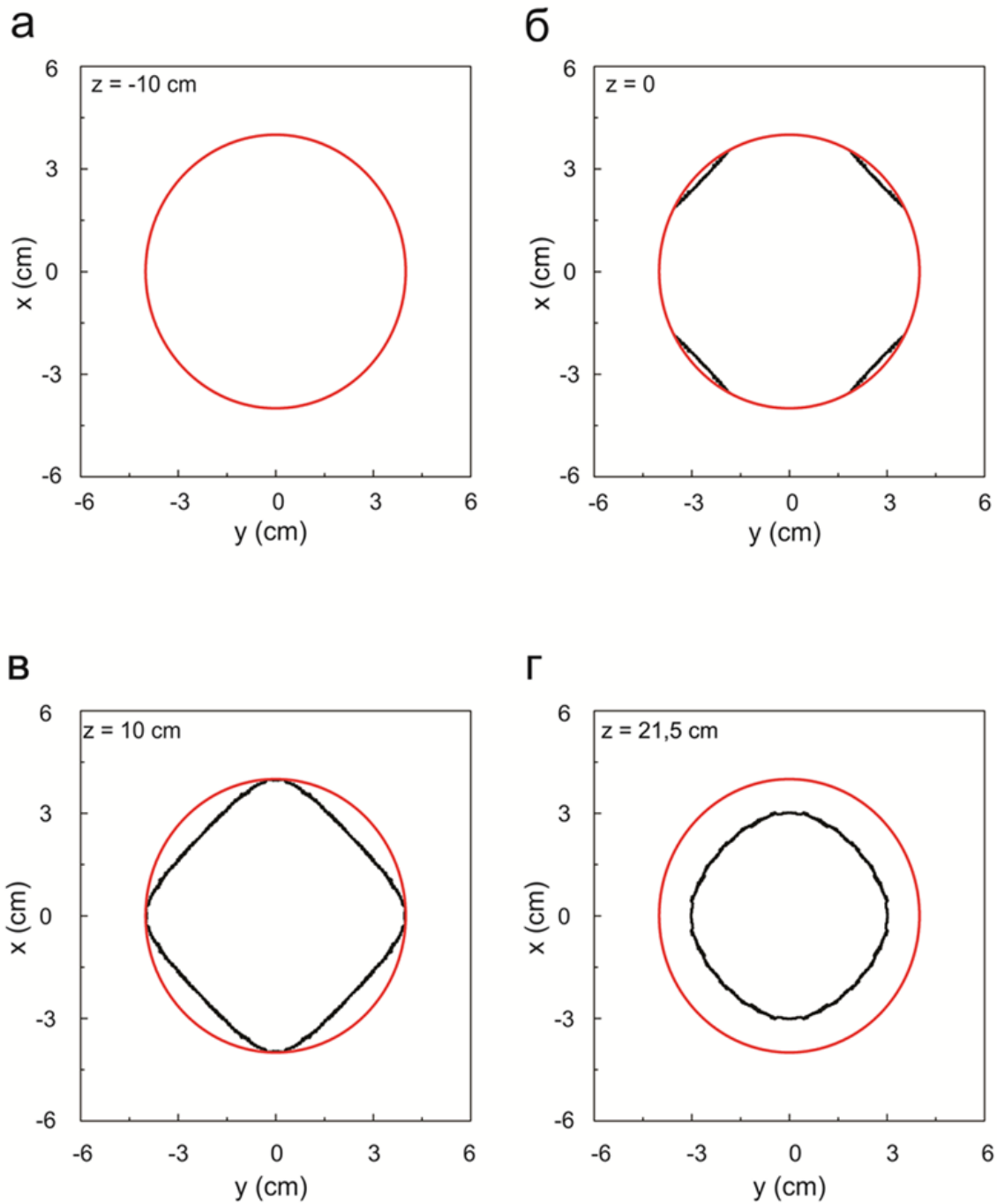
На сликама 6.13 и 6.14 приказане су просторне и угаоне расподеле протона на излазу из сочива, за $z = 25,5$ cm, респективно. Ове расподеле јасно показују катастрофични карактер динамике протона у сочиву. Наиме, јасно се може уочити граница и скоковит прелаз у приносу протона, који одговарају светлој и тамној страни одговарајуће дуге, на обе приказане расподеле.



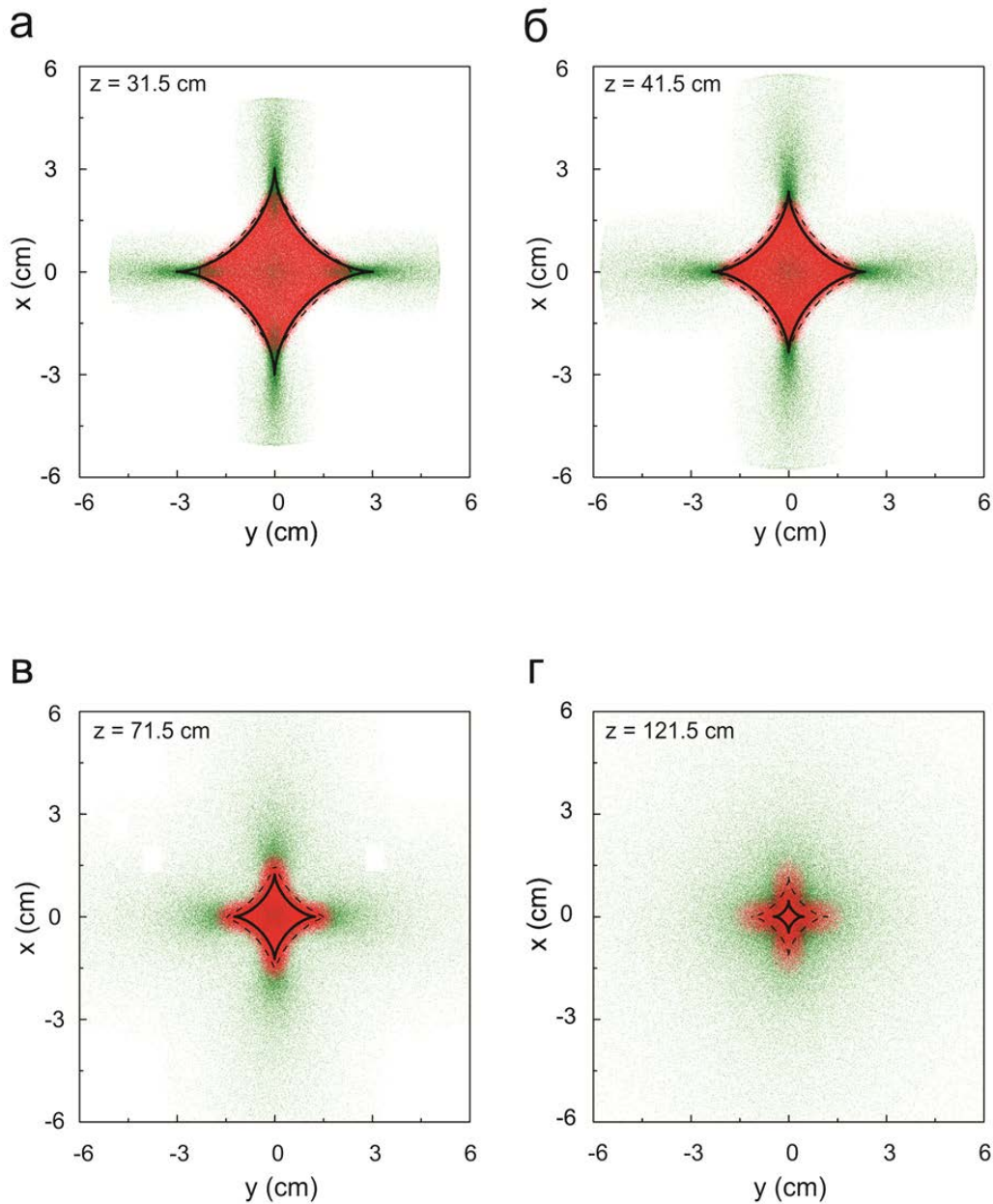
Слика 6.7. Расподела лонгитудалне кинетичке енергије трансмитованих протона за: (а) улазну равна сочива, $z = -21,5 \text{ cm}$, (б) медијалну равна сочива, $z = 0$, и (в) излазну равна сочива, $z = 21,5 \text{ cm}$.



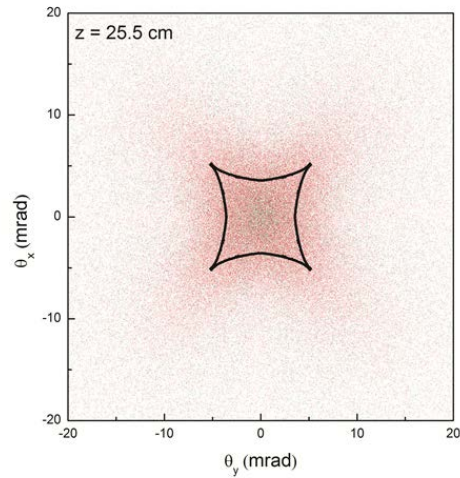
Слика 6.8. Просторна расподела трансмитованих протона у дводимензионалној репрезентацији унутар сочива и одговарајуће просторне дуге за: (а) $z = -10$ cm, (б) $z = 0$, (в) $z = 10$ cm, и (г) $z = 21,5$ cm, у случају напона на електродама, $\varphi_0 = 2$ kV. Црвене и зелене тачке у равни трансверзалних позиција одговарају фокусирајућим и дефокусирајућим протонима, респективно. Плаве кружне линије означавају електроде сочива за $z = -10, 0$ и 10 cm. Плава кружница означава излазну апертуру сочива.



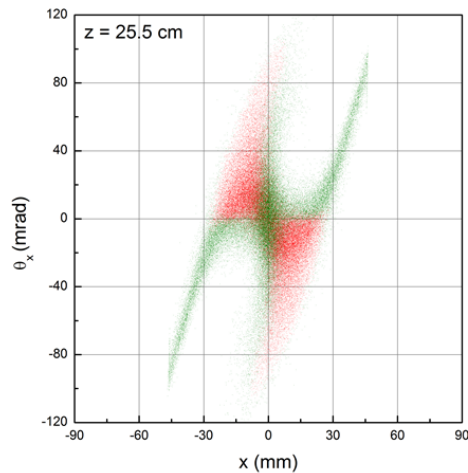
Слика 6.9. Просторне линије дуге у равни ударног параметра за: (а) $z = -10$ см, (б) $z = 0$, (в) $z = 10$ см, и (г) $z = 21,5$ см, у случају напона на електродама, $\varphi_0 = 2$ кV. Црвени круг означава линију која одговара апертури сочива.



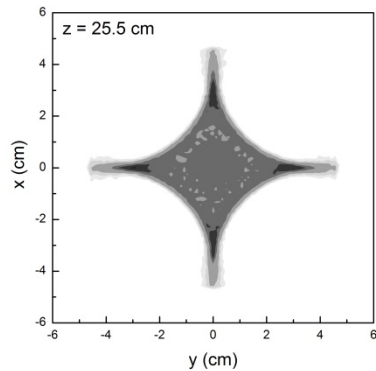
Слика 6.10. Просторна расподела трансмитованих протона изван сочива за: (а) $z = 31,5 \text{ cm}$, (б) $z = 41,5 \text{ cm}$, (в) $z = 71,5 \text{ cm}$, и (г) $z = 121,5 \text{ cm}$, када је $\varphi_0 = 2 \text{ kV}$. Црвене и зелене тачке у равни трансверзалних позиција одговарају фокусирајућим и дефокусирајућим протонима, респективно. Пуна линија означава линију дуге а испрекидана линија представља хипотрохиду која представља апроксимирану границу снопа.



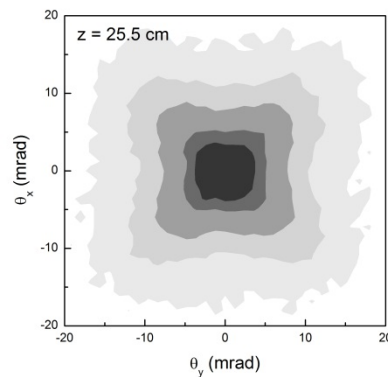
Слика 6.11. Угаона расподела трансмитованих протона на изласку из сочива за $z = 25,5$ cm и одговарајућа угаона линија дуге, у случају напона на електродама сочива $\varphi_0 = 2$ kV и квази паралалног снопа протона енергије 10 keV.



Слика 6.12. Расподела протона у $x\theta_x$ равни на излазу из сочива за $z = 25,5$ u случају напона на електродама сочива $\varphi_0 = 2$ kV и квази паралалног снопа протона енергије 10 keV. Црвене и зелене тачке приказују фокусиране и дефокусиране протоне, респективно.



Слика 6.13. Просторна расподела трансмитованих протона на изласку из сочива за $z = 25,5$ cm у случају напона на електродама сочива од $\varphi_0 = 2$ kV и квази паралелног снопа протона енергије 10 keV. Област у којој је принос испод 5% обојен је белом бојом, док су области у којима је принос између 5 и 10%, 10 и 20%, 20 и 50 %, 50 и 70% обојене растућим интензитетом сиве боје. Област за коју је принос изнад 70% у односу на максимални принос обојена је црном бојом.



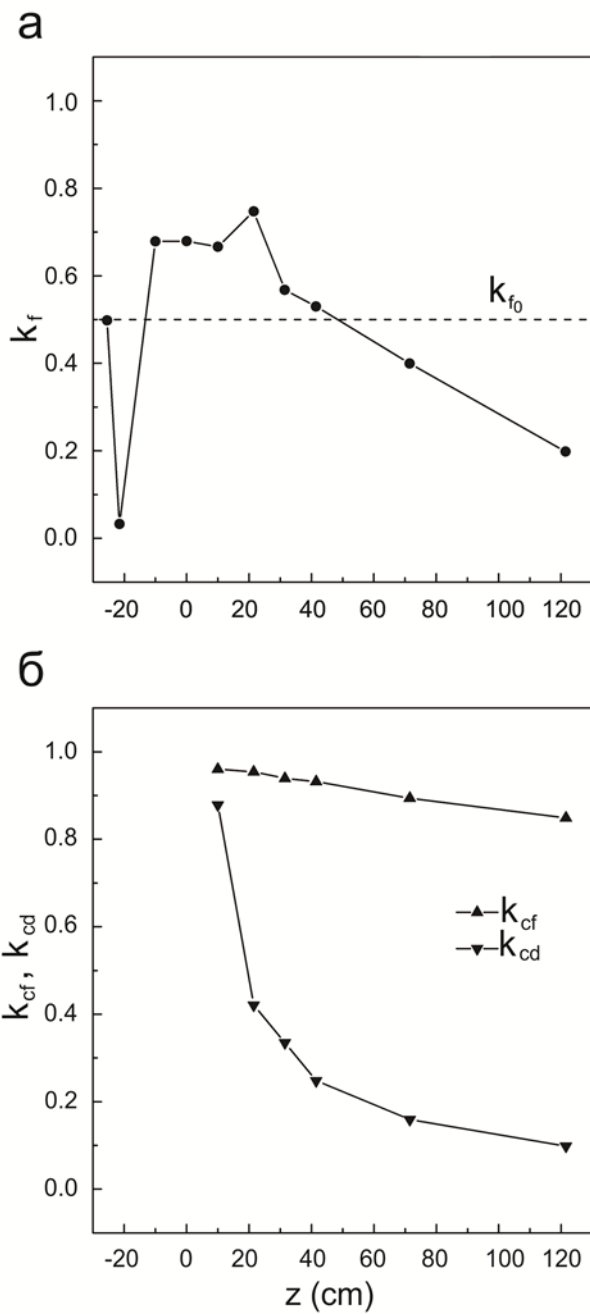
Слика 6.14. Угаона расподела трансмитованих протона на изласку из сочива за $z = 25,5$ cm у случају напона на електродама сочива $\varphi_0 = 2$ kV и квази паралелног снопа протона енергије 10 keV. Област у којој је принос испод 5% обојена је белом бојом, док су области у којима је принос између 5 и 10%, 10 и 20%, 20 и 50 %, 50 и 70% обојене су растућим интензитетом сиве боје. Област за коју је принос изнад 70% у односу на максимални принос обојена је црном бојом.

6.6. Карактеристике снопа протона трансмитованог кроз уређај електростатичког дугиног сочива

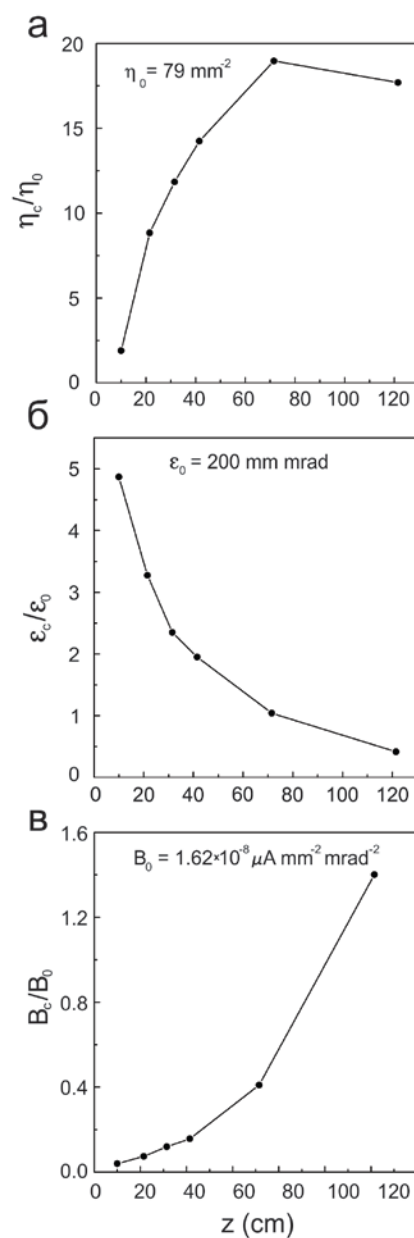
У случају квази паралелног снопа протона, поред коефицијената фокусирања k_f и конфинирања, k_{cf} и k_{cd} , за описивање трансмисије снопа кроз уређај дугиног сочива и изван њега анализирана је трансверзална емитанса ϵ и сјај снопа B .

На слици 6.14(а) дат је коефицијент фокусирања сочива k_f у зависности од варијабле z у интервалу између $z = -25,5$ cm и $z = 121,5$ cm. Као што се може уочити, коефицијент k_f нагло опада у области улазног расипног поља сочива (пре уласка у апертуру сочива), нагло расте и остаје изнад 0,5 унутар сочива, да би након изласка из сочива почео да опада, тако да за вредност варијабле z око 50 cm коефицијент фокусирања је испод вредности од 0,5. За варијаблу $z = 121,5$ cm, $k_f = 0,22$. Нагле промене коефицијента фокусирања које се дешавају у околини почетка и краја електрода су последица нагле промене интензитета електричног поља у овим областима. Слика 6.14(б) приказује графике зависности конфинирајућих коефицијената сочива за фокусирајуће и дефокусирајуће протоне, k_{cf} и k_{cd} , респективно. Јасно се може уочити да оба коефицијента опадају са повећањем варијабле z , при чему коефицијент k_{cf} опада споро док коефицијент k_{cd} опада брзо.

На слици 6.15(а) приказана је зависност односа густине протона у језгру снопа и почетне густине снопа, η_c/η_0 , од варијабле z . Густина η_c има максималну вредност од 1503 mm^{-2} за вредност варијабле $z = 71,5$ cm и она је тада 19 пута већа од почетне густине снопа. Зависност односа вертикалне или хоризонталне RMS емитансе језгра снопа и почетне RMS емитансе снопа, ϵ_c/ϵ_0 , од варијабле z , приказана је на слици 6.15(б). Види се да овај однос опада у целом разматраном домену варијабле z .



Слика 6.14. (а) Зависност фокусирајућег коефицијента сочива k_f и (б) зависност и конфинирајућих коефицијената сочива за фокусирајуће и дефокусирајуће протоне k_{cf} и k_{cd} , респективно, од варијабле z , за квази-паралелан снап протона енергије 10 keV и напона на електродама $\varphi_0 = 2$ kV.



Слика 6.15. (а) Однос густине у језгру снопа и почетне густине снопа, (б) однос вертикалне или хоризонталне RMS емитансе у језгру снопа и почетне емитансе снопа, и (в) однос сјаја у језгру снопа и почетног сјаја снопа, у функцији од варијабле z , за квази-паралелан снап протона енергије 10 keV и напона на електродама, $\varphi_0 = 2 \text{ kV}$.

На изласку из сочива, за $z = 21,5$ cm, емитанса ε_c износи 655π mm mrad, што је 3,3 пута већа вредност него почетна емитанса, док је за $z = 121,5$ cm, ова емитанса 2,4 пута мања од почетне и износи 83 mm mrad. Слика 6.15(в) приказује зависност односа сјаја снопа у његовом језгру и почетног сјаја снопа, V_c/V_0 , од варијабле z . При израчунавању параметара V_0 и V_c , претпостављено је да улазни протони формирају банч дужине $10\mu s$, тако да резултујућа почетна струја износи 6,4 nA. Јасно се може видети да сјај језгра снопа расте у целом разматраном опсегу варијабле z . На излазу из сочива, за $z = 21,5$ cm, сјај језгра снопа износи $1,20 \times 10^{-9} \mu A \text{ mm}^{-2} \text{ mrad}^{-2}$, што је 13,5 пута мање од почене вредности сјаја снопа, док за $z = 121,5$ cm, сјај језгра снопа износи $2,28 \times 10^{-8} \mu A \text{ mm}^{-2} \text{ mrad}^{-2}$, што је 1,4 пута већа вредност него почетни сјај снопа.

7. Закључци

У овој дисертацији анализирани су просторне и угаоне расподеле и одговарајуће линије дуге добијене са протонским снопом енергије 10 keV који је трансмитован кроз квадратно електростатичко дугино сочиво. Анализиран је модел дугиног сочива, у коме је коришћена аналитичка апроксимација електростатичког поља сочива, и уређај дугиног сочива, код кога је коришћено реалистично електростатичко поље сочива, које је добијено нумерички. У случају модела дугиног сочива претпостављено је да је почетни снап протона паралелан, док је у случају уређаја дугиног сочива почетни снап протона био паралелан и квази-паралелан.

У случају модела електростатичког сочива, анализирани су просторне и угаоне расподеле протона и одговарајуће линије дуге, када је напон на електродама био 10, 20, 50 и 100 kV. Показано је да просторне и угаоне линије дуге врше конфинирање протонског снопа и да су одговорне за формирање јасно дефинисаног језгра снопа. У околини линије дуге долази до нагле, скоковите промене приноса трансмитованих протона, тако да је линија дуге граница између светле стране (област великог интензитета приноса протона) и тамне стране дуге (област знатно смањеног интензитета приноса протона). Ово јасно указује на катастрофични карактер сочива, односно, на катастрофичне фокусирајуће особине дугиног сочива.

Са порастом напона на електродама сочива долази до убрзања еволуције просторних и угаоних расподела протона. Ова еволуција одређена је еволуцијом одговарајућих линија дуге у равнима трансверзалног помераја и угла трансмисије протона, респективно. За напон на електродама од 100 kV и вредност варијабле $z = 30$ cm, што одговара простору ван сочива, просторне линије дуге у равни ударног параметра састављене су од унутрашње и

спољашње затворене линије дуге. Просторне линије дуге у равни трансверзалног помераја састоје се од одговарајућих унутрашњих и спољашњих затворених просторних линија дуге. Унутрашња просторна линија дуге у равни трансверзалних позиција има облик криволинијског квадрата са четири рога усмерених између електрода, док спољашња просторна линија дуге има сложен облик са 12 симетрично распоређених рогова. Унутрашња затворена просторна линија дуге у равни ударног параметра формира се унутар сочива за напоне на електродама $\varphi_0 = 20, 50$ и 100 kV, док је за $\varphi_0 = 10$ kV она затворена за вредности варијабле z које одговарају простору изван сочива. Спољашња просторна линија дуге (у равни ударног параметра и у равни трансверзалних помераја) јавља се за напоне на електродама $\varphi_0 = 50$ и 100 kV и она се затвара за вредности варијабле z које одговарају простору изван сочива.

Угаоне линије дуге у равни ударног параметра и у равни угла трансмисије протона појављују се за напоне на електродама сочива $\varphi_0 = 50$ и 100 kV. Треба истаћи да за ове напоне долази до катастрофичног фокусирања протонског снопа и у простору и у углу, тј. просторне и угаоне линије дуге врше истовремено конфинирање протонског снопа у равни трансверзалних помераја и у равни угла трансмисије протона.

Детаљна анализа фокусирајућих карактеристика трансмитованог протонског снопа кроз дугино сочиво урађена је помоћу коефицијената фокусирања и конфинирања фокусираних и дефокусираних протона.

У случају уређаја електростатичког дугиног сочива показано је да се просторне и угаоне линије дуге јављају за много мање вредности напона на електродама сочива у поређењу са моделом електростатичког сочива. Наиме, затворене просторне линије дуге унутар сочива и затворене угаоне линије јављају се за напоне на електродама сочива од 2 kV. Ово има велики практични значај пошто је много једноставније реализовати и радити са напонима на електродама сочива од 2 kV него са нпр. напонима на електродама од 100 kV.

За паралелан улазни протонски сноп анализа његових особина приликом трансмисије кроз уређај дугиног сочива показала је његово аналогно понашање као и у случају модела електростатичког сочива, тако да закључци везани за катастрофичне фокусирајуће карактеристике модела дугиног сочива важе и у случају уређаја дугиног сочива.

За квази-паралелан улазни протонски сноп показано је да су просторне и угаоне расподеле протона размазане око одговарајућих линија дуге. У простору изван сочива може се дефинисати језгро снопа које је по облику слично одговарајућој просторној линији дуги у равни трансверзалних помераја, али је веће од ње. Ово језгро снопа може се добро апроксимирати са одговарајућом хипоциклоидом у равни трансверзалних помераја.

Показано је да у простору изван сочива коефицијент фокусирања опада, да коефицијент конфинирања фокусираних протона споро опада, док коефицијент конфинирања дефокусираних протона значајније опада. Непосредно на изласу из сочива језгро снопа садржи 92,0% фокусираних и 45,7% дефокусираних протона, док на почетку области, где се електростатичко поље сочива може занемарити, ови проценти износе 84,8 и 9,8%. Поред тога у области ван сочива језгро снопа има максималну густину за $z = 71,5$ cm и тада је 19 пута већа од почетне густине. Вертикална и хоризонтална емитања снопа опадају а сјај снопа расте са порастом варијабле z .

Резултати дати у овој дисертацији представљају прва истраживања ефекта дуге у оптици јонских снопова. Они показују на несумљив потенцијал будућих уређаја који би у основи имали електростатичко дугино сочиво. Правац будућих истраживања би требало би да буде оптимизација геометрије и структуре дугиних сочива. На пример да се одговори на питања која конфигурација је оптимална, синглет или дублет, односно, да ли је боље квадратно или хексаполно дугино сочиво (електроде су распоређене у теменима замишљеног хексагона)?

Дугина сочива би се могла успешно користити за препарацију и транспорт јонских снопова у постројењима за њихово убрзавање, укључујући њихову препарацију за међусобне сударе јонских снопова, као и за добијање добро дефинисаних профила снопова, који би се могли користити у физици чврстог стања, биофизици, археологији и геологији.

.

.

8. Литература

Barrett, J. H., Phys. Rev. Lett. 31, 1542 (1973).

Berry, M.V., Adv. Phys. 25, 1 (1976).

Berry, M.V., *Singularities in Waves and rays*, in: Physics of Defects (Les Houches Lectures XXXV), eds.: Balian, R., Kleman, M., and Poirer, J. P., (North-Holland, Amsterdam, 1981), 453.

Berry M.V., J. Phys. A 8, 566 (1975).

Borka, D., Petrović, S., Nešković, N., *Channeling of Protons through Carbon Nanotubes*, Nova Science, NewYork, 2011.

Borka, D., Petrović, S., Nešković, N., Mowbray, D. J., and Mišković, Z. L., Phys. Rev. A 73, 062902, (2006).

Borka, D., Petrović, S., Nešković, N., J. Elect. Spect. 129, 183 (2003).

Борка, Д., Магистарски рад, Београд, (2002).

Carey, D. C., *The Optics of charged particle beams*, Harwood Academic Publishers 1987.

Chadderton, L. T., J. Appl. Cryst. 3, 429 (1970).

Connor, N. L., Farrelly D., J. Chem. Phys. 75, 2831 (1981).

Conor, N.L., Mol. Phys. 31, 33 (1976).

Demkov, Yu. N., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 80, 127 (1981) [Sov. Phys. – JETP 53, 63 (1981)].

Eyges, L., *The Classical Electromagnetic Field*, Dover, 1972, p. 30.

Ford, K. W., and Wheeler, J. A., Ann. Phys. (N.Y.) 7, 259 (1959).

Gemmell, D.S., Rev. Mod. Phys. 46, 129 (1974).

GetDP: A General Environment for the Treatment of Discrete Problems.
(<http://www.geuz.org/getdp>)

Gevorgian, L. A., Ispirian, K. A., and Ispirian, R. K., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 145, (1998).

Greenenko, A. A., and Shulga N. F., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 205, 767 (2003)

Gilmore, R., *Catastrophe Theory for Scientist and Engineers*, Dover (1993).

Humphries, S. Jr., *Charged particle beams*, John Wiley and Sons, (1990).

Humphries, S. Jr., *Principles of Charged Particle Acceleration*, John Wiley and Sons, (1999).

Kang, H., *Computational Color Technology*, SPIE Press, (2006) 155-157.

Khare, V., and Nussenzveig, H. M., Phys. Rev. Lett. 33, 976 (1974).

Kleyn, A. W., and Horn, T. C. M., Phys. Rep. 199, 191 (1991).

Krause, H. K., Datz, S., Dittner, P.F., Gomez del Campo, J., Miller, P.D., Moak, C.D., Nešković, N., Pepmiller, P. L., Phys. Rev. B 33, 6036 (1986).

Krause, H. K., Barrett, J. H., Datz, S., Dittner, P.F., Jones, N.L., Gomez del Campo, J., Vane, C.R., Phys. Rev. A 49 (1994) 283.

Komarov, I. V., and Shcherbakov, A. P., Vestnik LGU 16, 24 (1979).

Lindhard, J., K., Dan. Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd. 34, No.14, 1 (1965).

Livingood, J. J., *Quadrupole lenses*, in: *Principles of Cyclic Particle Accelerators*, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1961, pp. 299.

Lund, S. M., Kikuchi, T., Davidson, R. C., Phys. Rev. Spec.Top.: Accelerators and Beams 12, 114801 (2009).

McVoy, K. W., Khalil, H. M., Shalaby, M. M., Satchler, R., Nucl. Phys. A 455, 118 (1986).

Michel, F., Reidemeister, G., and Ohkubo, S., Phys. Rev. Lett. 89, 152701 (2002).

Miletić, L., Petrović, S., and Nešković, N., Radiat. Eff. Def. Solids 141, 235 (1997).

Mišković, Z. L., Rad. Eff. Def. Sol. 162, 185 (2007).

Motapothula, M., Petrović, S., Nešković, N., Dang, Z., Y., Breese, M., B., H., Rana, M., A., Osman, A., Phys. Rev. B – 86, 205426 (2012)

Nešković, N., Borka, D., Šopić, S., Petrović, S., Inter. J. Non. Sci. Num. Sim. 11, 1131 (2010).

Nešković, N., and Petrović, S., J. Electron Spectrosc. 129, 233 (2003).

Nešković, N., Petrović, S., Borka, D., Kossionides, S., Phys. Lett. A 304, 114 (2002).

Nešković, N., Kapetanović, G., Petrović, S., Perović, B., Phys. Lett. A 179, 343 (1993).

Nešković, N., Petrović, S., and Borka, D., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 267, 2616 (2009) .

Nešković, N., Telečki, I., Bojović, B., Petrović, S., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 635, 1 (2011).

Nešković, N., Phys. Rev. B 33, 6030 (1986).

Nešković, N. and Perović, B., Phys. Rev. Lett. 59, 308 (1987).

Nešković, N., Petrović, S., and Živković, L., Eur. Phys. J. B 18, 553 (2000).

Nešković, N., Petrović, S., and Borka, D., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 230, 106 (2005).

Nešković, N., and Petrović, S., Nanosci and Nanotech. Lett. 4, 1033 (2012).

Nussenzweig, H. M., J. Math. Phys. 10, 82 and 125 (1969).

Nussenzveig, H. M., *Sci. Am.* 236, 116 (1977).

Nussenzveig, H. M., *J. Opt. Soc. Am.* 69, 1068 (1979).

Nussenzveig, H. M., *Diffraction Effects in Semiclassical Scattering* (University press, Cambridge, 1992).

Nye, J. F., *Optical caustics from liquid drops under gravity: observation of the parabolic and symbolic umbilics*, *Philos. Trans. R. Soc. London A* 292, 25 (1979).

Nye, J. F., *The catastrophe optics of liquid drop lenses*, *Proc. R. Soc. London A* 403, 1(1986).

Петровић, Докторски рад, Београд, (1997).

Petrović, S., Miletić, L., and Nešković, N., *Phys. Rev. B* 61, 184 (2000).

Petrović, S., Korica, S., Kokkoris, M., and Nešković, N., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* 193, 152 (2002).

Petrović, S., Borka, D., and Nešković, N., *Eur. Phys. J. B* 44, 41 (2005).

Petrović, S., Telečki, I., Borka, D., Nešković, N., *Phys. Lett. A*, 372, 38 (2008).

Petrović, S., Borka, D., Telečki, I., Nešković, N., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* 267, 14 (2009).

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flanery, B. P., *Numerical Recipes in FORTRAN* (University Press, Cambridge, 1993), p. 547.

Raiser, M., *Theory and Design of Charged Particle Beams* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994).

Reinhold, C. O., Burgdörfer, J., Kimura, K., Mannami, M., *Phys. Rev. Lett.* 73, 2508 (1994).

Robinson, M. T., and Oen, O. S., *J. Appl. Phys. Lett.* 2, 30 (1963a).

Robinson, M. T., and Oen, O. S., Phys. Rev. 132, 2385 (1963b).

Stark, J., and Wendt, G., Ann. Phys. 23, 330 (1912).

Telečki, I., Petrović, S., Beličev, P., Rađenović, B., Balvanović, R., Bojović, B., Nešković, N., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 694, 224 (2012).

TetGen: A Quality Tetrahedral Mesh Generator and Three-Dimensional Delaunay Triangulator (<http://tetgen.berlios.de/files/tetgen-manual.pdf>) (2006)

Thom, R., *Structural Stability and Morphogenesis*, Benjamin, 1975.

Wollnik, H., *Optics of Charged Particles*, Academic press, Inc 1987.

Winter, H. and Schüller, A. Prog. Surf. Science, 86, 169 (2011).

Zhevago, N. K. and Glebov V. I., Phys. Lett. A 250, 360 (1998).

Zhevago, N. K. and Glebov V. I., Phys. Lett. A 310, 301 (2003).

Ziegler, G., Rädle, M., Pütz, O., Jung, K., Ehrhardt, H., Bergmann, K., Phys. Rev. Lett. 58, 2642 (1987).

БИОГРАФИЈА

Кандидат Игор Телечки рођен је 13.12.1974. године у Београду. Основну и средњу школу завршио је у Београду. Уписао је Физички факултет Универзитета у Београду 1995. године, где је и дипломирао 2006 године. Назив теме дипломског рада, који је признат као мастер рад, је био "Каналисање протона кроз једнослојне угљеничне наноцеви типа (11.9)". Он је урађен у Лабораторији за физику Института "Винча" и његовом израдом руководио је др Срђан Петровић, научни саветник Института "Винча". Исте године уписује Мастер студије на одсеку Општа физика, које завршава 2007 године. Докторске студије уписује 2007 године на Физичком факултету Универзитета у Београду из научне области Примењена и компјутерска физика. Од 2007. године запослен је у Лабораторији за физику Института за нуклеарне науке "Винча", где је 2008. године изабран у звање истраживача сарадника.

Области истраживања Игора Телечког односе се на динамику јонских снопова у акцелераторским постројењима и ефекат каналисања јона у кристалима и угљеничним наноцевима. Он је до сада објавио 6 радова у врхуским међународним часописима.

Списак радова објављених у протеклом периоду у међународним часописима.

1. M. Erić, S. Petrović, M. Kokkoris, E. Liarokapis, A. Antonakos, and I. Telečki, Micro-Raman depth profiling of silicon amorphization induced by high-energy ion channeling implantation, *Journal of Raman Spectroscopy*, 44, 496-500 (2013).
2. I. Telečki, S. Petrović, P. Beličev, B. Rađenović, R. Balvanović, B. Vojović, N. Nešković, Focusing properties of a square electrostatic rainbow lens, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 694, 224–233 (2012).
3. M. Erić, S. Petrović, M. Kokkoris, A. Lagoyannis, V. Paneta, S. Harissopoulos, and I. Telečki, Depth profiling of high energy nitrogen ions implanted in the $\langle 1\ 0\ 0 \rangle$, $\langle 1\ 1\ 0 \rangle$

and randomly oriented silicon crystals, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 274, 87–92 (2012).

4. N. Nešković, I. Telečki, B. Bojović, and S. Petrović, A square electrostatic rainbow lens: Catastrophic ion beam focusing, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 635, 1-7 (2011).

5. S. Petrović, D. Borka, I. Telečki, and N. Nešković, Angular distributions of high energy protons channeled in long (10, 10) single-wall carbon nanotubes, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 267, 2365–2368 (2009).

6. S. Petrović, I. Telečki, D. Borka, and N. Nešković, Proton channeling through long chiral carbon nanotubes: The rainbow route to equilibration, *Physics Letters A*, 372, 6003–6007 (2008).