Акцелератори честица

Нуклеарне реакције са неутронима су посебно атрактивне зато што су у већини случајева за њихово успешно извођење довољне (или ниже од) енергија неутрона који се добијају из спонтане (нпр. 252 Cf) или индуковане фисије (нпр. 235 U (n, f)). При великим флуксевима неутрона какве срећемо у реакторима могући су сукцесивни захвати неутрона (или у хемијској терминологији консекутивне реакције) комбиновани са β -распадима при чему се добијају нуклиди који има за неколико јединица веће редне бројеве од језгра мете. Међутим, заједничка карактеристика ових процеса је да као производе дају нуклиде са вишком неутрона (у већини случајева β^- -емитери) који су по позицији у таблици нуклида блиски области стабилности. Уколико пак желимо да произведемо радио(нуклиде) који су удаљени од ове зоне, неопходно је да као пројектиле користимо налектрисане честице, углавном позитивног наелектрисања. Коришћење оваквих пројектила захтева да они поседују енергију већу или бар блиску енергији Кулонске баријере, што испуњава веома мали број честица емитованих из радиоактивних извора¹ и то само за реакције са лакшим језгрима². Стога је неопходно наелектрисане честице убрзати до потребних енергија, што се постиже коришћењем уређаја који се називају **акцелераторима честица**.

Први уређај за убрзавање честица конструисали су, на бази свог генератора једносмерног високог напона, Кокрофт и Волтон (John D. Cockcroft & Ernest T. S. Walton) 1932. године. На то их је подстакла претпоставка Хутерманса (Fritz Houtermans) да је при реакцији алфа-честице са језгром могућ обрнути тунел ефекат, односно да до ње може доћи и када је енергија честице значајно мања од енергије Кулоновнске баријере. Теоријски прорачуни су показали да је ова реакција могућа и при кинетичкој енергији алфа-честице од 100 keV.

На слици А.1а приказан је принцип добијања високог напона код овог уређаја. Као улаз се користи извор наизменичног високог напона који се преко трансформатора преноси на секундарно коло,тако да је напон амплитуда разлике потенцијала између тачака И и О може бити мања једнака или већа од амплитуди напона који обезбеђује извор ³. Умножавање и превођење у једномерну струју изводи се помоћу електричног кола које садржи високонапонске кондезаторе и диоде. Ако узмемо да је амплитуда на напона у секундарном делу кола 1 kV и да се пуњење кондезатора C₁ (разлика потенцијала између електрода је нпр. 1 kV) одвија у веома кратком времену (што је скоро овек случај), у случају да је промена напона позитивна услед сабирања разлике потенцијала на кондензатору и напона извора, између тачака А и О разлика потенцијала ће бити 2 kV. Диода D₁ је постављена тако да оне-

 $^{^{1}}$ Какве су на пример алфа честице енергије 7,69 MeV емитоване при радиоактивном распаду 214 Ро

²Ове честице су коришћене у првој реакцији трансмутације изведене од стране Ратерфорда ¹⁴N + ⁴He \rightarrow ¹⁷O + ¹p и супружника Жолио-Кири при чему је по први пут добијен вештачки радионуклид . ²⁷Al + ⁴He \rightarrow ³⁰P + ¹n.

³Ово зависи од односа броја намотаја у секундару и примару трансформатора, т. ј. $\frac{V_2}{V_1} = \frac{N_2}{N_1}$. Наравно, у случају Кокрофт-Волтоновог генератора ова амплитуда може бити значајно већа од амплитуде напона у примарном колу.

могућава проток струје, док D_2 има улогу исправљача, тако да у тачки а имамо једносмерни напон. У делу напонског циклуса када он узима негативне вредности, улогу скалирања и исправљања напона преузима доњи део кола односно кондензатор с₄ и диоде D_4 и D_5 . Ово основно коло се обично вишеструко реплицира редним повезивањем, тако да на крају у тачкама A, Б и B имамо временске промене напона као на слици A.16. Између тачака a, б и в са једне стране и O са друге стране имамо једносмерне напоне 2, 4 и 6 kV. На овај начин је могуће постићи и веома високе напона реда пар стотина киловолти која се може искористити за убрзавање наелектрисаних честица. Изглед Кокрофт-Волтоновог акцелра-



Слика 1.1: Принцип добијања високог напона код Кокрофт-Вотоновог генератора

тора дат је на слици А.2. Данас се овакви уређаји користе за почетно убрзавање честица, што је неопходно за рад већих акцелератора и акцелераторских система, као и за производњу снопа брзих деутерона у компактним генераторима неутрона преко нуклеарне реакције ${}^{2}\mathrm{H}+{}^{3}\mathrm{H} \longrightarrow {}^{4}\mathrm{He}+{}^{0}_{0}\mathrm{n}$. Последњи се најчешће користе у *in situ* испитивању садржаја сумпора и хлора у нафтним бушотинама.



Слика 1.2: Фотографија А.2 Кокрофт-Волтон акцелератор изложеног у Лондонском музеју науке. Лиценца за коришћење слике: *GNU Free Documentation License*.

1.1 Јонски извори

Јонски извори служе за производњу једноструко или вишеструко наелектрисаних јона. Међусобно разликују по конструкцији и начину јонизације материјала. Овде ће бити описана само најчешће коришћени - извор базиран на јонизацији помоћу електронског снопа и јонски извор базиран на електрон-циклотронској резонанцији.

Најједноставнији начин за добијање јона је бомбардовање гаса снопом електрона који се термијонском емисијом ослобађају из катоде. Шематски приказ једног таквог уређаја дат је на слици А.За. Гас се овом случају уводи најчешће нормално на сноп електрона при чему се ударном јонизацијом добијају, најчешће једноструко наелектрисани позитивни јони, који се издвајају из извора помоћу разлике потенцијала између кућишта извора и излазних електрода. Пенингов (Frans Michel Penning) јонски извор, приказан на слици А.Зб, представља надоградњу претходног, која се састоји у увођењу магнетног поља јачине око 0,1 Т које је паралено електронском снопу. Кућиште овог извора представља аноду у ком су једна насупрот друге постављене врућа катода и антикатода/рефлектор електрона, док се гас који треба јонизовати уводи нормално на електронски сноп. У оваквом аранжману, због присуства магнетног поља, електрони имају сложене путање, не долазе до аноде већ су "заробљени" између катода и изазивају вишеструке јонизације.





Код јонског извора базираног на електрон-циклотронској резонанцији (слика А.4), посебном комбинацијом магнета (престенасти и хексаполни магнет) постигнут је такав профил магнетног поља да је кружно кретање електрона ограничено на релативно мали део запремине извора. При томе је угаона фреквенција кретања електрона дата изразом⁴

$$\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{v}{r} = \frac{eB}{m_e} \tag{1.1}$$

За јачине магнетног поља 1 Т она ν_c износи 28 GHz. У овакав систем се нормално на правац магнетног поља уводе микроталаси фреквенције ν_c (феномен резонанције), због чега долази до апсорпције енергије од стране електрона и њиховог убрзавања. Овако убрани електрони способни су да врше интезивну јонизацију при чему се могу добити јони вишеструког наелектрисања.

 $^{^4}$ Израз је могуће извесни преко изједначавања цетрипеталне и Лоренцове силе $mv^2/r = ev imes B$



Слика 1.4: Слика А.4 Јонски извор базиран на електрон-циклотронској резонанцији. Плаве линије представљају профил магнетног поља унутар извора.

1.2 Линеарни акцелератори

1.2.1 Ван дер Графов акцелератор

Ван дер Графов акцелератор (Robert J. Van de Graaff) базиран је на истоименом генератору који је овај научник конструисао 1928. године. Главни део уређаја (слика А.5) чине шупља проводна метална сфера и систем за преношење наелектрисања који чини трака начињена од диелектрика--гумираног платна која се покреће помоћу електомотора. У доњем делу акцелератора налази се систем металних чешљева који преузимају електроне са траке, тако да на њој остаје позитивно наелектрисање. Трака ово наелектрисање преноси до горњег дела акцелератора где други систем чешљева преноси електроне са проводне сфере неутралишући позитивно наелектрисања. Сфера сукцесивним транфером наелектрисања постаје све позитивнија у односу на базу (доњи део) акцелератора тако да се могу постићи разлике потенцијала и до десетак MV. Максималну вредност овог параметра одређује потенцијал пражњења између металне сфере и кућишта, ког одређују врста материјала од кога је израђено кућиште и састав ваздуха који окружује акцелератор. Заменом ваздуха са инертним гасовима може се постићи разлика потенцијала износи до 15 MV. Јонски извор је смештен унутар проводне сфере и генерисани јони се у евакуисаној цеви убрзавају до енергије $E_k = qeU$ где је q наелектрисање јона који се убрзава, а U разлика потенцијала. Склоп мете се налази у доњем делу кућишта. Помоћу Ван дер Графовог акцеларатора релативно велике струје снопа које износе 10-100 µА. Овај тип акцелератора може да ради у двостепеном (тандем) режиму где се у првом ступњу убрзавају једноструко наелектрисани негативни јони који падају на танку металну фолију (енгл. striping foil), при проласку кроз њу губе неколико електрона и у другом степену се убрзавају до енергије q₅eU. Укупна кинетичка енергија коју честица на овај начин добија је

$$E_k = eU + q_s eU \tag{1.2}$$



Слика 1.5: Ван дер Графов акцелератор.

где је q_s наелектрисање јона после проласка кроз фолију. Оно директно зависи од материјала од ког је израђена фолија и његова ефективна вредност дата је емпиријским изразом

$$q_s = Z \left[1 + \left(\frac{v}{3, 6 \cdot 10^6 \frac{m}{s} Z^{0,45}} \right)^{-1,67} \right]^{-0,6}$$
(1.3)

где је Z ефективна вредност редног броја материјала мете, а v брзина честице у првом степену убрзавања. Максимална енергија коју јон може имати на излазу из тандем Ван дер Граф акцелератора може износити и 60 MeV, док струје јона могу износити 10-100 μA.

1.2.2 Линеарни акцелератори и принцип фазне стабилности

Линеарни акцелератори који се данас користе најчешће имају конструкцији сличну приказаној на слици А.6. Они се састоје од низа шупљих проводних цилиндара различитих дужина који се налазе на истој оси. Цилиндри су повезани на наизменични напон чија је фреквенција промене (која одговара оној из области микроталаса или радиоталаса) таква да се два суседна цилиндра међусобно налазе на потенцијалима супротног знака. Убрзавање честице се врши само у зони између цилиндара, док се унутар њих честице изложене константном потенцијалу⁵. Када честица стигне на излаз цилиндра долази до промене знака потенцијала цилиндра и честица бива убрзана а следећем цилиндру. У сваком од наредних корака честици сукцесивно расте брзина, што, да би се одржао супротан потенцијал између цилидара, намеће захтев са повећањем њихове дужине. Потребну дужину цилиндра могуће је лако израчунати преко релације

$$\frac{L_n}{v} = \frac{\lambda}{2c} \tag{1.4}$$

⁵ Јер су проводници еквипотенцијалне површине.



Слика 1.6: Линеарни акцелератор и принцип фазне стабилности.

где су L_n дужина n-тог цилидра, $\lambda/2$ практично растојање између њих, док су v и с брзина честице и брзина светлости. Из ове релације је лако видети да када брзина честице тежи брзини светлости, дужина цилиндра тежи $\lambda/2$ што је уједно и максимална могућа дужина цилиндра.

Овај систем обезбеђује да су честице које се убрзавају у фазној кохеренцији, што се назива **принципом фазне стабилности**. Наиме, честица која на излаз из n-1 цилидра стигне тачно у тренутку промене знака његовог потенцијала t_0 је у фази и биће убрзана разликом потенцијала $2V_0$. Она која стигне пре тога у време t_1 (односно "порани") биће убрзана мањом разликом потенцијала, док ће честица која стигне у тренутку t_2 ("закаснела честица"), бити убрзана већом разликом потенцијала. Ово на крају доводи до усаглашавања брзина честица, односно њихове фазне кохеренције.

Једну од посебно интересантних варијанти линеарног акцелератора је Алварезов (Luis Walter Alvarez) акцелератор. Он такође има цилидричне електроде али се на њих не доводи наизменични напон, већ се у акцелераторску цев преко посебне антене уводи радиофреквентно електромагнетно зрачење. Под одређеним условима и за дате димензије система у цеви се формирају стојећи таласи, тако да између електрода постоји разлика потенцијала -односно постижу се услови за убрзавање честица слични као код стандардног линеарног акцелератора. Највећи линеарни акцелератор на свету налази налази се у Стенфорду



Слика 1.7: Алварезов линеарни акцелератор.

(Stanford University, USA), има дужину од 3,2 километра и служи за убрзавање електрона и позитрона до енергије од 20 GeV (што одговара брзини од 0,9999999997с). Данас се линеарни акцелератори најчешће употребљавају у радиотерапији за производњу високоенегетских снопова електрона и Х-зрачења. Када су у склопу акцелераторских постројења, обично служе за иницијално убрзање честица.

1.3 Циклотрони

За постизање великих убрзања честица у линеарном акцелератору неопходна је употреба електрода великих димензија, што утиче на повећање укупне дужине читавог уређаја. Решење овог проблема пронашли су 1931. године Лоренц и Ливингстон (Ernest O. Lawrence & Milton S. Livingston) конструкцијом првог **циклотрона** - уређаја у којем се убрзане честице крећу по кружним путањама. Он се састоји (слика 8.) од две међусобно раздвоје шупље електроде облика латиничног слова "D" (отуда и њихов енглески назив "*dees*") које се називају **дуантима**. Нормално на дуанте су постављени калемови електромагнета, тако да је магнетно поље нормално на површину дуаната. Дуанти су повезани на извор наизменичног напона. Честица из јонског извора улази у простор између дуаната правцем који је



Слика 1.8: Принцип рада циклотрона.

нормалан на њихову површину. Она ће у том тренутку бити убрзана ка дуанту чији је потенцијал супротног знака од наелектрисања честице. У тренутку када честица уђе у дуант (пошто је потенцијал дуанта константан у њему нема убрзавања) због дејства магнетног поља долази она има кружну путању чији радијус можемо добити из једнакости интензитета Лоренцове и центрипеталне силе

$$|\overrightarrow{F_L}| = |\overrightarrow{F_{CP}}| \tag{1.5}$$

$$q \cdot v \cdot B = \frac{mv^2}{r} \tag{1.6}$$

$$r = \frac{mv}{qB} \tag{1.7}$$

где су m, q и v маса, наелектрисање и брзина честице, док је B јачина магнетног поља. Због овакве путање честица ће се поново наћи на ободу дуанта. Уколико у том тренутку дође до промене знака потенцијала дуанта, она ће бити убрзана ка другом дуанту, у коме због повећања њене брзине има путању већег радијуса. Овај циклус се понавља све док честица не досегне физичке границе дуаната када напушта уређај и упућује се на мету или други уређај за убрзање. У сваком од циклуса енергија честице се повећава **само у простору између дуаната**.

Фреквенција кружења честице у циклотрону (**циклотронска фреквенција**) добија се ако се њена брзина представи производом угаоне брзине и радијуса њене путање

$$\omega_c = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m} \tag{1.8}$$

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m} \tag{1.9}$$

Кинетичка енергија коју честица има након **n** циклуса у циклотрону је

$$E_k = E_k^0 + nqU \tag{1.10}$$

где је E_k^0 енергија коју честица по изласку из јонског извора, док је U разлика потенцијала између дуаната. Уколико употребимо израз 1.6 за случају нерелативистичких брзина честица ова једначина се може представити и као

$$E_k = E_k^0 + \frac{nq^2r^2B^2}{2m}$$
(1.11)

Енергија до које се могу убрзати честице већих масених бројева обично се представља изразом

$$\frac{E_k}{A} = K \frac{Z^2}{A} \tag{1.12}$$

где се константа **K** назива карактеристиком циклотрона ⁶. За стандардне циклотроне кинетичка енергија честице по нуклеону износи око 25 MeV. Максималне струје излазног снопа честица које се могу добити помоћу класичног циклотрона су око 50 μA .

У току кретања кроз магнетно поље честица емитује континуално зрачење, чији је интензитет највећи за фреквенцијију ν_c ; оно се назива **циклотронским зрачењем**. Пошто значај део тог зрачења припада области Х-зрачења, да би се спречило излагање особља, циклотрони су обично смештени у бетонске бункере. Највећу примену класични циклотрони имају у производњу медицинских радионуклида.

Класични циклотрони раде у нерелативистичким условима т.j. када је брзина честица мала у поређењу са брзином светлости у вакууму. За убрзавање честица до већих енергија неопходно је, због испољавања релативистичких ефеката, на одређени начин компензовати пораст масе честице

$$m_{rel} - m_0 = m_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right]$$
 (1.13)

То се може постићи променом фреквенције којом се мења напон у извору напајања (код **синхроциклотрона**), променом магнетног поља (код **секторски фокусираних циклотро-на**) или симултаном променом обе величине (код **синхротрона**).

За разлику од класичног циклотрона, синхроциклотрон (слика 9а.) има само један дуант за који је везан један контакт извора наизменичке струје, док је други везан за дефлектор. Поред тога, делови магнетних дипола су много ближи, што повећава густину магнетног флукса. Фреквенција промене напона извора континуално опада и на тај начин компензује пораст масе честице. Убрзавање честица се врши само на уласку и изласку из дуанта. Помоћу синхроциклотрона могу се постићи енергије протона од 200 MeV, али је струја излазног снопа значајно нижа него код циклотрона. Овакви акцератори се обично користе за протонску терапију (најчешће меланома ока).

⁶Код циклотрона совјетске и руске производње овај фактор се обично налази у ознаци циклотрона, нпр за У200 K= 200.



Слика 1.9: Шема а)синхроциклотрона и б)изохроног циклотрона.

Нешто веће струје се могу постићи помоћу **изохроног циклотрона** (слика 96⁷) код кога се фреквенција промене напона извора не мења, већ магнетно поље расте са радијусом кретања честице. Технички се то постиже физичким профилисањем магнетног поља тако да у њему постоје зоне јачег и слабијег \vec{B} ("брда и долине"). Поред тога овакав профил магнетног поља обезбеђује вертикално фокусирање снопа честица. Други начин за постизање овог циља је секторско профилисање магнетног поља, где магнетни сектори имају спирални уместо равног профила и он је искоришћен код секторски фокусираних циклотрона.



Слика 1.10: Шема синхротрона.

Код синхротрона (слика 10) је компензација пораста масе постигнута преко симултане промене фреквенције и јачине магнетног поља, док се радијус путање одржава константним. Ово није могуће извести са континуалним снопом, већ **само са пулсевима честица**. Одржање константности радијуса захтева присуство великог броја диполних и мултиполних (најчешће суперпроводних⁸) магнета. Помоћу оваквих акцелератора могу се постићи

 $^{^7 \}rm Aдаптирано$ из W. Kleeven and S. Zaremba, Cyclotrons: Magnetic Design and Beam Dynamics, apXiv:1804.08961v1

⁸Суперпроводљивост је одсуство електричног отпора у неким материјалима када су изложени ниским температурама. У затвореној завојници од таквог материјала електрична струја може да тече бесконачно дуго, док се по оси завојнице генерише хомогено магнетно поље.

високе енергије честица - које у принципу расту са радијусом путање, односно величином синхротрона. Као улазни степен у овај уређај може служе служити сноп честица из линеарног акцелератора или класичног циклотрона. Поред убрзавања честица, синхротрони могу служити и за чување снопова честица (енгл. *storage rings*) који се касније могу употребити.

Институције које се баве истраживањима у области физике честица високих енергија поседују више оваквих уређаја који су међусобно "редно" повезани. У свом склопу CERN-у (фр. *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* - Европски савет за нуклеарна истраживања), европски центар за нуклеарна истраживања, има три сихротрона у којима се сукцесивно повећава енергија снопа протона/антипротона (и понекад тешких јона) да би се после тога он упутио у највећи синхротрон (велики хадронски сударач - енгл. *large hadron colider*. Максимална енергија коју протони постижу у LHC-у је око 7 TeV.