



СРПСКА АКАДЕМИЈА НАУКА И УМЕТНОСТИ

ЕЛЕКТРОН - СТО ГОДИНА ОД ОТКРИЋА  
СВЕСКА ТРЕЋА

# МЛАЗЕВИ СЛОБОДНИХ ЕЛЕКТРОНА

ГЛАВНИ РЕДАКТОР  
МИЛАН КУРЕПА



ЗАВОД ЗА УЏБЕНИКЕ И НАСТАВНА СРЕДСТВА • БЕОГРАД

## МЛАЗЕВИ ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА

Б. Маринковић и М. В. Курепа\*

Институт за физику, П.П. 57, 11001 Београд

### САЖЕТАК

У раду је дат преглед појава везаних за физику расејања поларизованих млазева електрона на атомским честицама. Поред дефиниције поларизованих млазева разматране су основне интеракције као што су спин–орбитна и изменска интеракција и дефинисане су физичке величине за опис поларизационих ефеката. Посебно је указано на поларизационе ефекте који настају услед међуделовања ове две интеракције (ефекти fine структуре). Разматрани су начини добијања поларизованих млазева електрона базирани на техникама атомске физике и физике чврстог стања. Поменута је поларизациона анализа млаза електрона на основу расејања електрона на кристалима, Мотов поларизациони анализатор. Разматрана је интеракција поларизованих електрона са атомима и молекулима са освртом на процесе еластичног расејања, ексцитације и јонизације. Поред историјске перспективе, дат је и преглед најновијих експерименталних резултата у области као и допринос домаћих аутора овој тематици.

---

\* и Физички факултет, Универзитет у Београду

## САДРЖАЈ

1. УВОД .....	211
1.1. Спин и магнетски момент електрона .....	211
1.2. Поларизација млаза електрона .....	211
1.3. Интеракције зависне од спина електрона .....	212
1.4. Шерманова функција .....	215
1.5. Поларизациони ефекти услед спин-орбитне интеракције .....	216
1.6. Поларизациони ефекти услед изменске интеракције .....	218
1.7. Поларизациони ефекти услед међуделовања спин-орбитне и изменске интеракције .....	219
2. ДОБИЈАЊЕ МЛАЗЕВА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА .....	221
2.1. Извори поларизованих електрона и њихове карактеристике .....	221
2.2. Извори млазева поларизованих електрона на принципима нискоенергијског Мотовог расејања електрона на неполаризованим атомским млазевима .....	223
2.3. Извори млазева поларизованих на принципима фотојонизације .....	227
2.4. Извори млазева поларизованих електрона на принципима оптичког пумпања пражњења у хелијуму .....	232
2.5. Извори млазева поларизованих електрона на принципима емисије пољем из феромагнетних материјала .....	234
2.6. Извори поларизованих млазева на принципима фотоелектронске емисије из галијум-арсенидних диода са негативним електронским афинитетом .....	235
3. ПОЛАРИЗАЦИОНА АНАЛИЗА МЛАЗА ЕЛЕКТРОНА .....	239
3.1. Мотов поларизациони анализатор .....	239
3.2. Расејање поларизованог млаза на кристалима .....	240
4. ИНТЕРАКЦИЈА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА СА АТОМИМА И МОЛЕКУЛИМА .....	242
4.1. Комплетан оглед расејања електрона .....	242
4.2. Еластично расејање поларизованих електрона на атомима .....	243
4.3. Побуђивање атома поларизованим електронима .....	246
4.4. Јонизација атома поларизованим електронима .....	250
5. ЗАКЉУЧАК .....	252
ЛИТЕРАТУРА .....	253

## 1. УВОД

### 1.1. СПИН И МАГНЕТСКИ МОМЕНТ ЕЛЕКТРОНА

Концепт спина електрона увели су 1925. године Уленбек и Гоудсмит (Uhlenbeck and Goudsmith) а формални опис његових особина развио је Паули (1927) у оквиру нерелативистичке квантне механике. Од Диракове релативистичке теорије (Dirac, 1928) постулирано постојање спина електрона и његове особине се уклопило логично као неопходна последица фундаменталних принципа квантне механике а не као додатна хипотеза.

Слободни електрон, као квантно механички систем, има иманентно својство момента импулса који се назива спин и означава са  $s$ . При том, електрон је један од најједноставнијих квантних система јер има само два квантна стања. Ако се арбитарно изабере референтни правац и мери спин електрона тада ће резултат бити двојак, компонента спина паралелна са референтним правцем ће бити или  $\hbar/2$  или  $-\hbar/2$ . Стога се може рећи да је појединачни електрон увек поларизован (Fagogo, 1974).

Поред момента импулса, спина, електрон има и сопствени магнетни момент одређен са  $\vec{p}_{em} = -(g_e \cdot e/2m_e) \cdot \vec{s}$  где је  $g_e$  – такозвани Ландеов  $g$ -фактор електрона,  $m_e$  – маса мировања електрона. Компонента магнетског момента електрона одређена референтним правцем је  $p_{emz} = -g_e \cdot m_e \cdot \mu_B$ , где је  $\mu_B$  Боров магнетон а  $m_e = \pm 1/2$ . У спољашњем магнетском пољу магнетски момент електрона прецесира са кружном учестаношћу  $\omega = \Gamma_e |B|$ , где је  $\Gamma_e$  – жиромагнетски количник, са вредношћу од  $\Gamma_e = 1,00116$  ( $e/m_e$ ).

### 1.2. ПОЛАРИЗАЦИЈА МЛАЗА ЕЛЕКТРОНА

Експерименти који се изводе са слободним електронима укључују заправо ансамбл електрона који чини млаз. Када говоримо о поларизацији електрона, мислимо на поларизацију ансамбла електрона. Ако меримо спин сваког појединог електрона, тада ће, рецимо  $n \uparrow$  електрона имати компоненту спина  $\hbar/2$ , док ће  $n \downarrow$  имати компоненту спина  $-\hbar/2$  релативно у односу на референтни правац. Ансамбл електрона ће бити поларизован дуж изабраног правца ако популације ова два спинска стања нису једнаке. Поларизација се тада дефинише као

$$P = \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n \uparrow + n \downarrow} \quad (1.2.1)$$

Електронски млазеви добијени конвенционалним методама, као што је термоелектронска емисија, су неполаризовани, јер су оба спинска стања једнако популисана (насељена)  $n \uparrow = n \downarrow$ . Поларизовани млаз се може добити у принципу на два начина: i) иницијално неполаризованом млазу се може променити поларизација, тј. променити почетно једнаке популације два спинска стања тако да је једно од њих преферентно популисано; ii) може се употребити извор електрона који је тако припремљен да се електрони емитују преферентно у једно од спинских стања.



У развоју формализма за опис поларизационих феномена у практичним ситуацијама, мора се имати у виду да је експериментаторима доступан ансамбл електрона у мешаном стању. Стога је опис вектором стања или таласном функцијом неадекватан, већ се користи опис преко оператора густине стања (Farago, 1971). Спин електрона се представља ермитским (Hermite) оператором  $s = \frac{1}{2}\hbar \hat{\sigma}$  где су компоненте  $\hat{\sigma}$  Паулијеве матрице. Матрица густине се тада може представити као

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^3 P_j \hat{\sigma}_j = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+P_1 & P_2 - iP_3 \\ P_2 + iP_3 & 1-P_1 \end{pmatrix} \quad (1.2.2)$$

Вектор  $P$  је тада по дефиницији вектор поларизације ансамбла електрона. Компоненте вектора  $P_1, P_2, P_3$  представљају средње вредности компоненте спина (у јединицама  $\frac{1}{2}\hbar$ ) паралелне осама изабраног референтног система. Степен поларизације или једноставно поларизација је дата модулом овог вектора

$$P = (P_1^2 + P_2^2 + P_3^2)^{1/2} \quad (1.2.3)$$

при чему задовољава услов  $|P| \leq 1$ . Знак једнакости се односи на систем у чистом стању.

### 1.3. ИНТЕРАКЦИЈЕ ЗАВИСНЕ ОД СПИНА ЕЛЕКТРОНА

У електрон-атомским сударима неколико електромагнетских интеракција се може издвојити. Ако је доминантна Кулонова (Coulomb) електростатичка интеракција, такво расејање зовемо директним и оно је описано комплексном амплитудом  $f$ . Пресек за ову врсту расејања је сразмеран са  $|f|^2$ . Ова интеракција не зависи од спина. У конвенционалним експериментима расејања, интеракције зависне од спина као што су изменска и спин-орбитна интеракција, су маскиране много снажнијом Кулоновом интеракцијом. Техника поларизованих електрона омогућава испитивање ових слабијих интеракција. Ако посматрамо поларизоване електроне и поларизоване атоме, процес директног расејања се може представити

$$e\uparrow + A\downarrow \rightarrow A\downarrow + e\uparrow \quad (1.3.1)$$

Изменска интеракција проистиче из квантно-механичког постулата неразликовања идентичних честица и последица је тога да не можемо да разликујемо да ли је расејани електрон онај упадни или је измењен са електроном из атома. Изменска интеракција је описана комплексном амплитудом  $g$  и очекује се њен већи утицај на мањим упадним енергијама електрона и при већим угловима расејања. Ако се посматра еластично расејање поларизованих електрона на лаким поларизованим атомима (код којих су друге интеракције зависне од спина занемарљиве), процес се

може приказати као

$$e\uparrow + A\downarrow \rightarrow A\uparrow + e\downarrow \quad (1.3.2)$$

при чему је промена спина сударних партнера узрокована разменом упадног електрона са спином "на горе" (spin up) и електрона у атому са спином "на доле" (spin down). Анализа правца спина расејаног електрона даје информацију о изменској интеракцији. Интерференциони члан између директног и изменског расејања даје процес

$$e\uparrow + A\uparrow \rightarrow A\uparrow + e\uparrow \quad (1.3.3)$$

чија се вероватноћа описује амплитудом  $|f-g|^2$ . Овај члан се назива и триплетном амплитудом. Пресек за еластично расејање је тада описан са

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} |f|^2 + \frac{1}{2} |g|^2 + \frac{1}{2} |f-g|^2 = \frac{1}{4} |f_s|^2 + \frac{3}{4} |f_t|^2 \quad (1.3.4)$$

где су величине  $f_s$  и  $f_t$  синглетна односно триплетна амплитуда респективно.

Спин-орбитна интеракција је битна интеракција зависна од спина. Информација о њој се може добити посматрањем поларизационих појава насталих расејањем неполаризованих електрона на атомима велике релативне атомске масе са сатурисаним спином (попуњеним подљускама). Кулоново поље је сферно симетрично, те се очекује да је расејање симетрично у односу на правац упадног млаза електрона. Но, пошто се електрон креће брзином  $v$  у електричном пољу  $E$  атомског језгра зависном од растојања, то ће самим својим кретањем видети и магнетско поље  $\vec{B} = -(\vec{v} \times \vec{E})$ . Стога ће електрон поред Кулоновог поља интераговати преко свог иманентног магнетског момента и са магнетским пољем  $\vec{B}$ . Како је магнетски момент електрона придружен спину, а појавно магнетско поље настаје услед кретања електрона по орбити у близини језгра, то је ова интеракција названа спин-орбитном интеракцијом. На основу Диракове теорије, Мот (Mott, 1929) је први предвидео да ће електрони расејани на језгрима велике релативне масе бити поларизовани услед спин-орбитне интеракције. У његову част ова врста расејања је названа Мотовим расејањем<sup>1</sup>. Тек након десетак година, Шал и др. (Shull et al, 1943) су успели да ова предвиђања потврде и експериментално покажу да су електрони од 400 [keV] расејани на златној фолији поларизовани<sup>2</sup>.

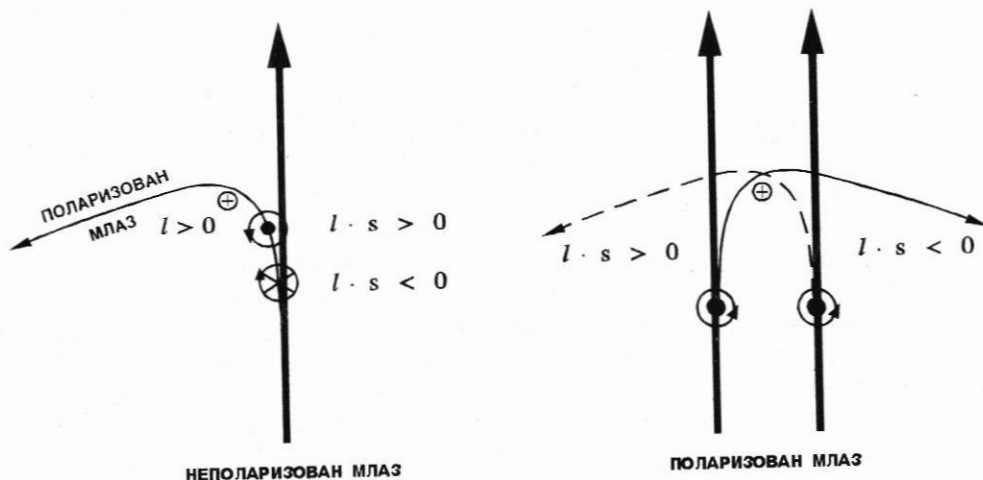
Спин-орбитна интеракција се за расејани електрон у пољу атома може описати чланом у потенцијалу који је пропорционалан скаларном производу електронског

<sup>1</sup>Nevill Mott је 1977. године добио Нобелову награду за рад на разумевању понашања електрона у магнетским некрystalним чврстим телима.

<sup>2</sup>Clifford G.Shull је добио 1994. године Нобелову награду за рад на неутронској дифракцији.

орбиталног и спинског момента импулса,  $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ . На слици 1.3.1а је приказано расејање неполаризованог млаза електрона на атому. члан  $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$  је позитиван за електроне са спином "на горе" и негативан за оне са спином "на доле". Као последица тога расејање на потенцијалу атома је различито за електрон са спиновима паралелним и антипаралелним вектору  $\mathbf{l}$ . Различити потенцијали доводе до различитих пресека за расејање, те се добијају различити бројеви електрона са спином "на горе" и "на доле" у млазу расејаних електрона. То значи да је дошло до поларизације млаза електрона. Поларизација је овде директна последица спин-орбитне интеракције.

Са друге стране, ако посматрамо расејање поларизованог млаза електрона на атомској мети, видимо да постоји асиметрија у "лево" и "десно" расејаним електронима (слика 1.3.1б). За правац спина нормалан на раван расејања, потенцијал расејања се разликује за електроне расејане "на лево" и електроне расејане "на десно" управо због доприноса члана  $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$  који се разликује у знаку.



Слика 1.3.1. а) Поларизација млаза неполаризованих електрона на атомима услед разлике у потенцијалима расејања за електроне са спином "на горе" и спином "на доле"; б) Асиметрија интензитета расејаних електрона "на лево" и "на десно" услед супротног знака доприноса спин-орбитне интеракције потенцијалу расејања (Kessler, 1991).

Друге интеракције које зависе од спина су спин-спин интеракција и спин-нуклеарни спин интеракција. Ове интеракције су обично занемарљиве у односу на остале интеракције када се посматра расејање млаза електрона на атомским честицама (Kleinpoppen, 1974).

Разумевање електрон-атомских судара постаје свеобухватније када се укључе поларизациони феномени. Класични пресеци добијени у конвенционалним мерењима дају за резултат укупно деловање Кулонове интеракције и интеракција зависних од спина, те је у њима тешко разлучити доприносе појединих интеракција у посматраном процесу. Управо је поларизација физичка величина осетљива на интеракције зависне од спина, и њеним мерењима могу се издвојити ефекти ових интеракција. Поларизациони феномени су уједно и користан метод за тестирање теоријских модела у електрон-атомским сударима.

#### 1.4. ШЕРМАНОВА ФУНКЦИЈА

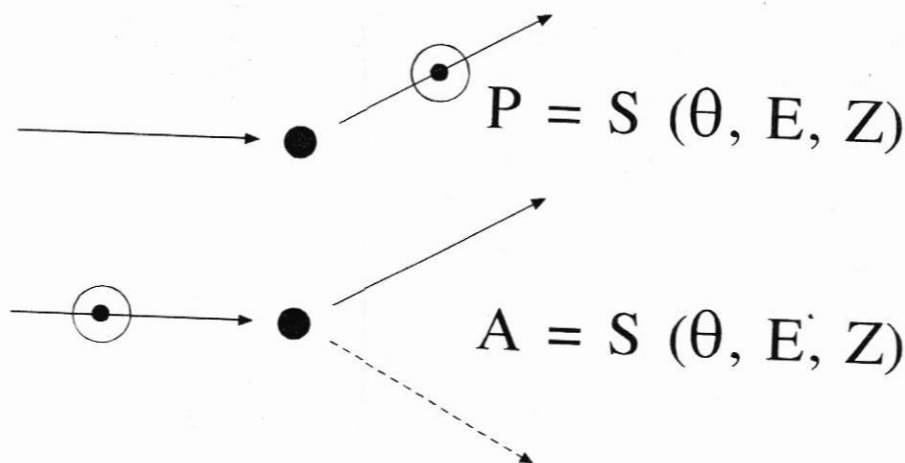
На асиметрији лево–десно расејања поларизованих електрона (сл.1.3.16) заснива се мерење поларизације Мотовим детектором. Због супротног доприноса спин–орбитног члана  $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$  расејању "на лево" и расејању "на десно" добијају се различити интензитети расејаних поларизованих електрона  $I_l$  односно  $I_d$ . Тада се поларизација млаза електрона може одредити као

$$P = \frac{1}{S} \frac{I_l - I_d}{I_l + I_d} \quad (1.4.1)$$

при чему функција  $S$  представља моћ разлагања инструмента и назива се Шермановом функцијом. Шерманова функција је зависна од енергије електрона,  $E$ , угла расејања,  $\theta$  и редног броја атома,  $Z$ .

Функцију  $S$  је дефинисао Шерман (Sherman, 1956) у раду у коме је разматрао Кулоново расејање електрона релативистичких енергија на тачкастом језгру. Шерман је извршио нумерички прорачун амплитуда  $f(\theta)$  и  $g(\theta)$  за директно и изменско расејање електрона на језгрима са редним бројем  $Z = 13, 48$  и  $80$  (алуминијум, кадмијум и жива) при различитим упадним брзинама електрона од  $0,2 \cdot c$  до  $0,9 \cdot c$ , где је  $c$  брзина светлости у вакууму.

Према Кеслеру (Kessler, 1991), до сада најпоузданије вредности функције  $S$ , експериментално су одредили Флечер и др. (Fletcher et al, 1986). При томе релативна грешка мерења износи  $\pm 5\%$ . Постоје два независна начина мерења Шерманове функције: може се мерити поларизација  $P$  расејаних електрона када је упадни млаз електрона неполаризован, или се мере интензитети расејаног поларизованог млаза електрона под истим углом "на лево" и "на десно" (сл.1.4.1).



Слика 1.4.1. Мерење Шерманове функције одређивањем поларизације или асиметрије "на лево" и "на десно" (Kessler, 1996).

## 1.5. ПОЛАРИЗАЦИОНИ ЕФЕКТИ УСЛЕД СПИН-ОРБИТНЕ ИНТЕРАКЦИЈЕ

Ако се посматра еластично расејање електрона на атомима са попуњеним љускама, дакле атомима са укупним спинским моментом једнаким нули, тада једини процес који може довести до поларизације електрона јесте спин-орбитна интеракција. Изменски процеси могу се десити у судару али они не могу у овом случају довести до поларизације електрона. Еластично расејање је тада описано са две комплексне амплитуде  $f = |f| \exp[i\gamma_1]$  и  $g = |g| \exp[i\gamma_2]$  при чему амплитуда  $f$  описује углавном Кулоново расејање, а амплитуда  $g$  описује промену спина (spin-flip) услед спин-орбитне интеракције. Да би се познавао у потпуности процес расејања потребно је познавати модуле и фазе ових амплитуда. Конвенционално мерење диференцијалних пресека неполаризованих електрона је одређено сумом квадрата амплитуда расејања

$$\sigma_{\mu}(\theta) = |f|^2 + |g|^2 \quad (1.5.1)$$

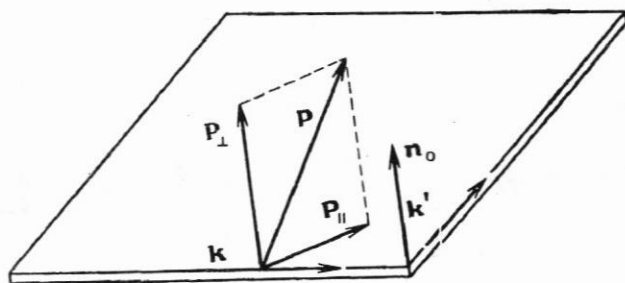
Преостала информација се добија мерењима поларизације млаза електрона

$$P' = \frac{(P_{\perp} + S(\theta))n_o + T(\theta)P_{\parallel} + U(\theta)(n_o \times P_{\parallel})}{1 + P_{\perp} S(\theta)} \quad (1.5.2)$$

где је  $P'$  финални вектор поларизације електронског млаза почетне поларизације  $P = P_{\parallel} + P_{\perp}$  расејаног на мети са укупним спином једнаким нули (Kessler, 1985) и параметрима  $S(\theta)$ ,  $T(\theta)$  и  $U(\theta)$  дефинисаним као

$$S(\theta) = i \frac{fg^* - f^*g}{|f|^2 + |g|^2}; \quad T(\theta) = \frac{|f|^2 - |g|^2}{|f|^2 + |g|^2}; \quad U(\theta) = \frac{fg^* + f^*g}{|f|^2 + |g|^2} \quad (1.5.3)$$

Ако је упадни млаз неполаризован, тј.  $P = P_{\parallel} + P_{\perp} = 0$ , тада се једнакост (1.5.2) своди на  $P' = S\vec{n}$  те поларизација има једино компоненту нормалну на раван расејања (сл.1.5.1)



Слика 1.5.1. Компоненте вектора поларизације  $P = P_{\parallel} + P_{\perp}$  разложене у односу на раван расејања која је одређена таласним векторима  $k$ , пре и  $k'$ , после расејања, односно вектором нормале  $n_o$  (Kessler, 1985).

Ако је упадни млаз поларизован  $P \neq 0$ , тада мерења компоненти поларизације су одређена величинама  $T$  и  $U$ , при чему  $T$  описује промену дужине почетне компоненте  $P_1$  док  $U$  описује ротацију вектора  $P$  ван почетне равни одређене векторима  $P_1$  и  $P_2$ . Скуп од четири једначине за  $\sigma_u(\theta)$ ,  $S$ ,  $T$  и  $U$  омогућава одређивање модула амплитуда  $f$  и  $g$  и њихових релативних фаза  $\gamma_1 - \gamma_2$  (између величина постоји зависност  $S^2 + T^2 + U^2 = 1$ ).

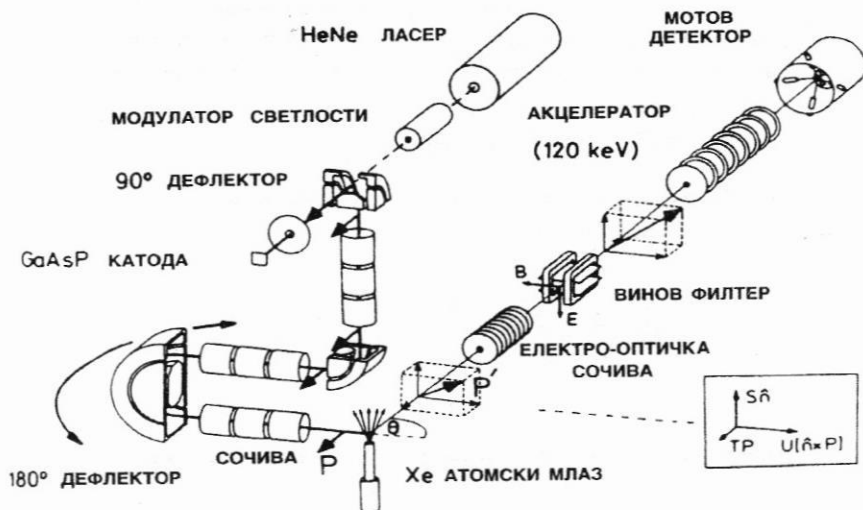
У случају еластичног расејања поларизованог млаза електрона на неполаризованој мети, диференцијални пресек за расејање је једнак

$$\sigma(\theta, \phi) = \sigma_u(\theta)(1 + S(\theta)P \cdot n) \quad (1.5.4)$$

где је  $\phi$  – азимутални угао. Променом било поларизације било вектора нормале равни (променом посматрања расејања "на лево" или "на десно"), знак у загради једнакости (1.5.4) се мења. Ако се са  $\sigma_{\uparrow}$  и  $\sigma_{\downarrow}$  означе паралелне и антипаралелне оријентације вектора поларизације и нормале равни, тада се за величину асиметрије добије

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} = PS \quad (1.5.5)$$

Једна од апаратура за одређивање промена вектора поларизације у еластичном судару са атомима веће релативне масе је приказана на слици 1.5.2. Поларизовани електрони се добијају обасјавањем GaAsP диоде.



Слика 1.5.2. Мерење промене вектора поларизације поларизованог млаза електрона након судара (Berger and Kessler, 1986).

У дефлектору од  $90^\circ$  поларизовани електрони мењају правац путање, али не и оријентацију спина у простору на коју не утичу електростатичка поља. У хемисферном дефлектору, који може да ротира око мете да би се изабрао жељени угао расејања, електрони се селекују по брзинама да би се добио моноенергијски млаз електрона а он се тада системом електронско-оптичких сочива усмерава на млаз атома мете. Упадни електрони са поларизацијом увек у правцу осе посматрања. Након судара са метом, електрони се еластично расејавају под углом  $\theta$  и при томе мењају своју поларизацију. Расејани електрони се убрзавају и воде на Мотов детектор помоћу кога се мери резултујућа поларизација. Трансферзална компонента крајњег вектора поларизације се мери помоћу асиметрије лево-десно у два пара бројача Мотовог детектора. Да би се могла одредити и лонгитудинална компонента вектора крајње поларизације, уводи се Винов (Wien) филтер који у укрштеном магнетском и електричном пољу лонгитудиналну компоненту ротира за  $90^\circ$  чиме је преводи у трансферзалну. Процеси еластичног расејања електрона у којима доминира спин-орбитна интеракција су испитивани на атомима ксенона и живе (Berger and Kessler, 1986).

## 1.6. ПОЛАРИЗАЦИОНИ ЕФЕКТИ УСЛЕД ИЗМЕНСКЕ ИНТЕРАКЦИЈЕ

Ако посматрамо расејање електрона на атомима мете са непопуњеним љускама, тј. оним који немају сатурисан спин, тада битну улогу у процесу има изменска интеракција. Код атома мале релативне атомске масе допринос спин-орбитне интеракције је занемарљив, те се у овим процесима може одредити амплитуда изменског расејања. Посматрано преко амплитуда расејања  $f = |f| \exp[i\gamma_1]$  и  $g = |g| \exp[i\gamma_2]$  при чему амплитуда  $f$  описује директно расејање, а амплитуда  $g$  описује изменско расејање, диференцијални пресек за расејање неполаризованих електрона,  $\sigma_u(\theta)$ , је дат једначином (1.3.4) док је пресек за поларизоване електроне дат са

$$\sigma(\theta, \phi) = \sigma_u(\theta)(1 + A(\theta) P_e \cdot P_a) \quad (1.6.1)$$

где су  $P_e$  и  $P_a$  поларизације млаза електрона и млаза атома, респективно,  $A(\theta)$  – параметар асиметрије дефинисан као

$$A(\theta) = \frac{fg^* + f^*g}{2\sigma_u} = \frac{|f_s|^2 - |f_l|^2}{|f_s|^2 + 3|f_l|^2} \quad (1.6.2)$$

Поларизација расејаних електрона је дата (Kessler, 1991) као

$$P_e = \frac{(1 - \frac{|f|^2}{\sigma_u})P_a + (1 - \frac{|g|^2}{\sigma_u})P_e - i \frac{fg^* - f^*g}{2\sigma_u} P_e \times P_a}{1 - AP_e \cdot P_a} \quad (1.6.3)$$

За неполаризовану metu  $P_a=0$  једнакост (1.6.3) се своди на

$$P_e = \left(1 - \frac{|g|^2}{\sigma_u}\right) P_e \quad (1.6.4)$$

означавајући парцијалну деполаризацију упадног поларизованог млаза електрона услед изменске интеракције са неполаризованим атомима. С друге стране ако се неполаризован млаз електрона,  $P_e=0$ , расејава на поларизованој мети, тада се једнакост (1.6.3) своди на

$$P_e = \left(1 - \frac{|f|^2}{\sigma_u}\right) P_a \quad (1.6.5)$$

Да нема изменске интеракције, тј. да је  $g=0$ , тада би пресек био  $\sigma_u = |f|^2$  па би и  $P_e=0$  што означава да је изменска интеракција потребна да би се пренела поларизација са мете на расејане електроне. Са друге стране ако је  $f=0$ , електрони се расејавају једино путем измене па је  $P_e=P_a$ , јер заправо сви електрони из интеракције ("расејани" електрони) потичу заправо од атома мете.

За потпуно сазнавање процеса расејања, тј. модула амплитуда расејања и њихову фазну разлику, и овде се као и код случаја са чисто спин-орбитном интеракцијом могу мерити четири величине. Једна од њих је апсолутна вредност диференцијалног пресека за расејање неполаризованих млазева,  $\sigma_u$ , друга је мерење асиметрије дефинисане једначином (1.6.2) која се може представити и као

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad (1.6.6)$$

где стрелице у индексу означавају антипаралелне и паралелне спинове електрона и атома мете. Остале две величине се могу одредити мерењима при којима је један од млазева неполаризован, према једначинама (1.6.4) и (1.6.5). Еквивалентно једнакости (1.6.3) може се написати и израз за промену поларизације атома мете услед судара са поларизованим млазом електрона. Процеси расејања електрона у којима доминира изменска интеракција су изучавани на лаким атомима као што су водоник и алкални метали, литијум и посебно је изучаван натријум.

## 1.7. ПОЛАРИЗАЦИОНИ ЕФЕКТИ УСЛЕД МЕЋУДЕЛОВАЊА СПИН-ОРБИТНЕ И ИЗМЕНСКЕ ИНТЕРАКЦИЈЕ

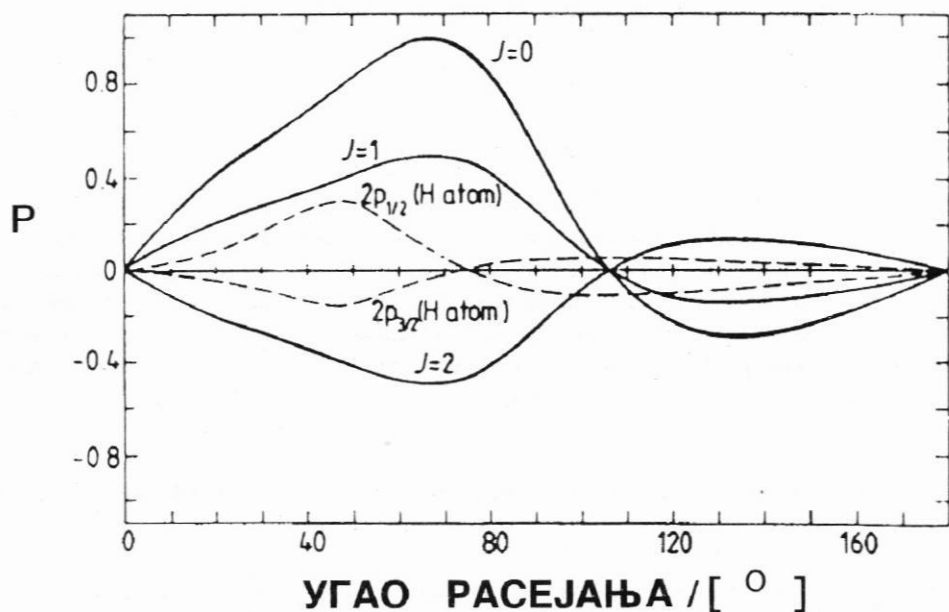
Поред процеса у којима се поларизациони феномени у расејању електрона јављају као последица појединачне интеракције, постоје и комплексни системи код којих се не може раздвојити деловање две или више интеракција (спин-орбитне и изменске интеракције). Управо интерференција ових интеракција доводи до појаве



поларизационих феномена. Пример за то су мерења на атому цезијума. Код цезијума су значајне и изменска интеракција, јер се у спољашњој љусци налази само један електрон, и спин–орбитна интеракција, јер је реч о елементу са већим редним бројем ( $Z=55$ ). Међутим, ниједна од ових интеракција не би требало да доведе до појаве асиметрије лево–десно када се расејавају неполаризовани електрони. Међутим у експериментима Лоер и др. (Leuer et al, 1995) измерена је асиметрија, не велика али значајна, реда 0,02. Тек када се обе интеракције урачунају истовремено, као резултат се добија интерферентни члан одговоран за измерену асиметрију.

Бројне остале системе у којима треба узети у обзир обе интеракције, разматрао је Хане (Hanpe, 1983) и назвао их ефектима fine структуре. Ти ефекти долазе до изражаја пре свега у нееластичним сударима, када долази до ексцитације неког од енергијских нивоа са спин–орбитним размаком. Код нееластичног расејања неполаризованих електрона на неполаризованим атомима, и то лаким атома код којих је спин–орбитна интеракција упадног електрона са пољем атома занемарљива, и расејани електрони ће бити неполаризовани. Међутим ако смо у стању да издвојимо електроне који су побудили само одређени ниво fine структуре, тада ће ти електрони бити значајно поларизовани. Ова поларизација заправо потиче од спин–орбитног спрезања унутар атома мете и поларизациони феномени су резултат међуделовања изменске интеракције и ове унутрашње спин–орбитне интеракције.

Пример поларизационих ефеката услед међуделовања спин–орбитне и изменске интеракције се може демонстрирати на побуђивању fine структуре  $2^3P_{0,1,2}$  стања атома хелијума. На слици 1.7.1. је за иницијално неполаризовани млаз електрона дат теоријски прорачун поларизације након ексцитације финих нивоа атома хелијума и атома водоника.



Слика 1.7.1. Поларизација електрона након ексцитације финих нивоа  $2^3P_{0,1,2}$  атома хелијума при упадној енергији од 50 [eV] (Csanak and Cartwright, 1987) и финих нивоа  $2^2P_{1/2,3/2}$  атома водоника (Shelton, 1986), према Кеслеру (1991).

У хелијуму, стање  $^3P$  описано LS-спрезањем, може бити ексцитовано из основног  $^1S_0$  стања једино изменском интеракцијом. Иако је спин-орбитна интеракција расејаних електрона са атомом малог редног броја мала, поларизација расејаних електрона је значајна. Количник поларизација је  $P(J=0):P(J=1):P(J=2) = 2:1:-1$ . Како је одговарајући количник ексцитационих пресека за поједине fine нивое једнак 1:3:5, то је у средњем поларизација свих електрона који су ексцитовали стања  $^3P$  једнака нули. Поларизација може бити детектована једино у експерименту у коме су раздвојене ексцитације појединих финих нивоа.

Ексцитација ових финих нивоа неполаризованим електронима садржи информацију и о асиметрији при судару тотално поларизованих електрона. За овај случај тотално поларизованих електрона важи  $P=-A$ .

## 2. ДОБИЈАЊЕ МЛАЗЕВА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА

### 2.1. ИЗВОРИ ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА И ЊИХОВЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ

Након увођења појма спина електрона и развоја квантне механике, Мот (Mott, 1929, 1932) је први применио ове нове концепте на расејање слободних електрона на Кулоновом пољу језгра. Мот је показао да је расејање електрона релативистичких енергија на тешким језгрима јако зависно од релативне оријентације спина електрона у односу на његов момент импулса. Од прве експерименталне потврде "Мотовог расејања" у 1943. години па све до седамдесетих година, изучавање процеса са поларизованим електронима је неразруживо везано са Мотовим расејањем. То је повезано са чињеницом да практични извори поларизованих млазева електрона нису постојали. Уз помоћ поларизованих електрона могли су бити изучавани спински зависни процеси једино ако те интеракције резултују у произвођењу поларизованих електрона и ако постоје методи анализе поларизације. Оба ова услова задовољава Мотово расејање. Тек крајем седамдесетих и почетком осамдесетих година са развојем извора помоћу фотоелектронске емисије из GaAs диода, долази до значајног продора у експерименталним истраживањима са поларизованим млазевима.

Извори поларизованих електрона се могу, према Лубелу (Lubell, 1977) поделити у две опште категорије: на оне базиране на техникама атомске физике и оне базиране на техникама физике чврстих тела. У прве спадају извори на принципима: нискоенергијског Мотовог расејања електрона на неполаризованим атомским млазевима; фотојонизације неполаризованих алкалних атома помоћу поларизоване светлости (Фаноов ефекат); фотојонизације неполаризованом светлошћу побуђених стања алкалних атома; оптичког пумпања пражњења у хелијуму; двофотонској јонизацији алкалних атома. У друге спадају извори на принципима: емисије пољем из превлаке EuS на волфраму; фотоемисије из феромагнетног кристала EuO; фотоемисије из GaAs диода са негативним електронским афинитетом; нискоенергијске дифракције електрона (LEED) на кристалу волфрама оријентације (001).

Од бројних параметара који карактеришу сваки извор поларизованих електрона најважнији су фактор доброте, могућност лаке промене смера поларизације, фактор доброте електрон–оптичког система, електро–оптички сјај, енергијска ширина млаза и њена стабилност. При томе сваки поједини експеримент поставља посебне захтеве за вредности одређених параметара при чему се побољшање појединих параметара може извршити на рачун других. Као фактор доброте извора се узима величина  $P^2I$ , где је  $P$  поларизација а  $I$  струја млаза. У параксијалној апроксимацији електронског млаза величина фазног производа енергије, површине и просторног угла,  $EA\Omega$ , је очувана (Filipović et al, 1988). Електро–оптички сјај (brightness) извора је дефинисан преко количника диференцијала  $dI/dAd\Omega$ . Како се производ  $EA\Omega$  очувава, то је очуван и количник електро–оптичког сјаја и енергије електрона. Емитанса (emittance) извора,  $\epsilon$ , се дефинише као производ полупречника електронског млаза на месту извора или на лику извора и полу–угла конуса електронског млаза на том месту. Емитанса се обично изражава у јединицама [mrad cm]. Инваријантна величина је  $\epsilon_{inv} = \epsilon\sqrt{E}$ . Постоји веза  $EA\Omega = \pi\epsilon_{inv}^2$ , док се електро–оптички сјај често изражава као количник  $I/\epsilon^2$ . Енергијска ширина млаза је дефинисана као полуширина на полувисини функције интензитета од енергије. Стабилност се може посматрати као краткорочна и дугорочна стабилност интензитета млаза. Карактеристике више различитих извора су сумиране у таблици 2.1.

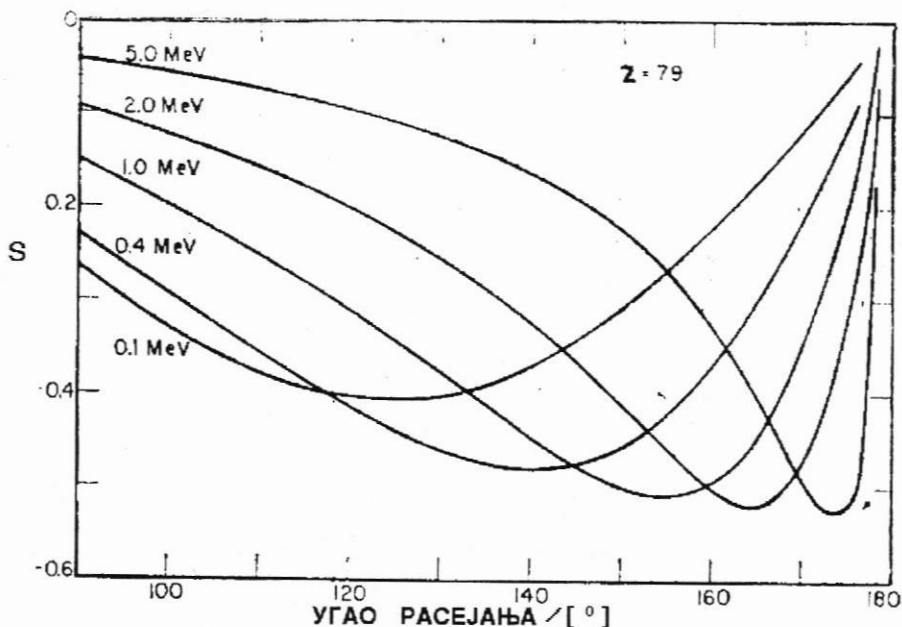
Таблица 2.1. Карактеристике извора поларизованих млазева електрона

Врста извора	P	Промена смера P	I/ [ $\mu A$ ] I/ [el/imp]	$\Delta E$ / [eV]	$EA\Omega$ / [eV m <sup>2</sup> sr]	сјај
Нискоенергијско Мотово расејање на атомима Hg	0,2	$\theta, E$	0,01	0,6	$1 \cdot 10^{-9}$	висок
Фаноов ефекат на Rb	0,65	оптички	$2 \cdot 10^9$ / (12 [ns])	500	$1 \cdot 10^{-4}$	сре- дњи
Оптичко пумпање пражњења у He	0,40	оптички	2	0,15	$2 \cdot 10^{-6}$	висок
Емисија пољем из W-EuS	0,85	магнетски	0,01	0,1	$2 \cdot 10^{-15}$	врло висок
Фотоемисија NEA GaAs	0,43	оптички	20	0,13	$4 \cdot 10^{-8}$	висок

Промена поларизације се врши променом угла расејања,  $\theta$ , и променом енергије електрона,  $E$ .

## 2.2. ИЗВОРИ МЛАЗЕВА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА НА ПРИНЦИПИМА НИСКОЕНЕРГИЈСКОГ МОТОВОГ РАСЕЈАЊА ЕЛЕКТРОНА НА НЕПОЛАРИЗОВАНИМ АТОМСКИМ МЛАЗЕВИМА

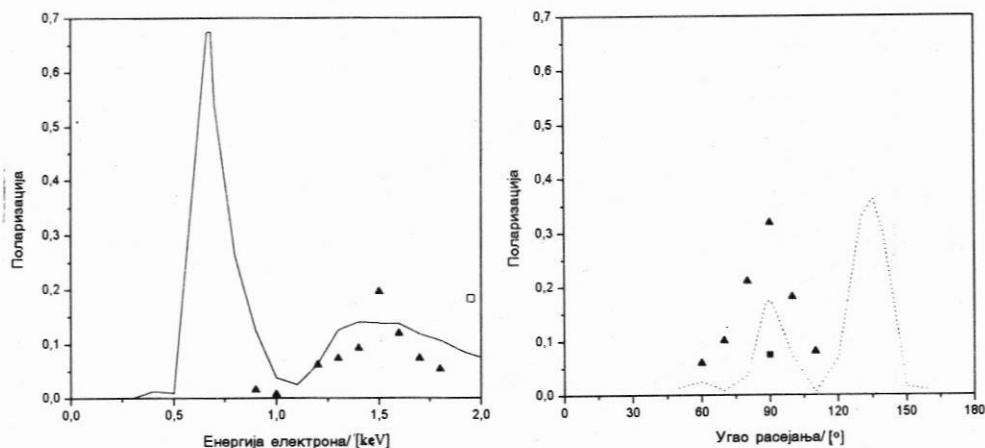
Први прорачуни и експерименти са променом поларизације електрона при расејању на атомским метама били су изведени за високе енергије електрона ( $E > 10$  [keV]). При тим енергијама је разматрана интеракција између магнетског момента електрона и Кулоновог поља језгра. Показано је да се поларизациони ефекти неполаризованих електрона у еластичним судару могу добити тек применом виших редова апроксимације од прве Борнове апроксимације. На слици 2.2.1. је приказана зависност поларизације електрона од 0,1 до 5 [MeV] упадне енергије од угла расејања на атому злата (Motz et al, 1964).



Слика 2.2.1. Прорачун угаоне зависности поларизације млаза електрона на атомима злата за упадне енергије електрона од 0,1 до 5 [MeV] (Motz et al, 1964).

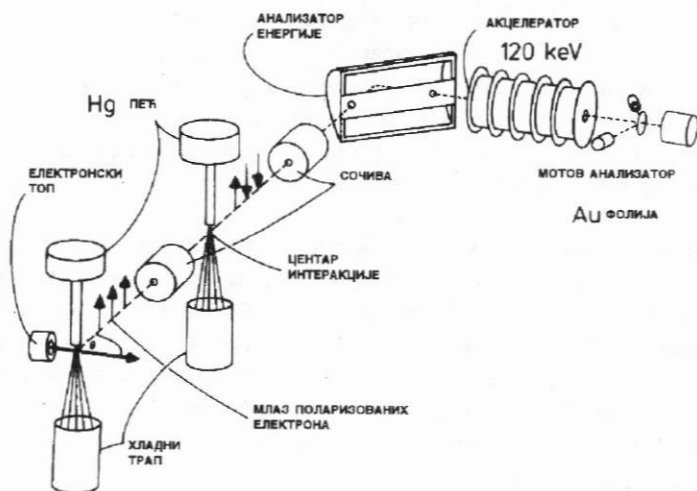
При мањим, нерелативистичким енергијама електрона, очекује се да је доминантна интеракција електростатичка и да стога спин електрона не игра значајнију улогу. Међутим, на нижим енергијама на којима је де Бројева (de Broglie) таласна дужина електрона упоредива са дометом атомског потенцијала, поље електрона интерферира са екранираним Кулоновим пољем језгра. На оним енергијама и угловима на којима ова интерференција изазива минимуме у пресеку за расејање, слабије резидуалне магнетске интеракције постају релативно значајније, те поларизациони феномени постају израженији. Први теоријски прорачун нискоенергијског Мотовог расејања дали су 1941. године Меси и Мор (Massey and Mohr, 1941). Разматрајући расејање електрона на екранираном Кулоновом потенцијалу тешких језгара, показали

су да поларизација електрона и на енергијама од 100 [eV] осцилује у функцији угла расејања. Прву експерименталну проверу ових прорачуна добио је Деихсел (Deichsel, 1961) у компликованом експерименту двоструког расејања електрона на атомима живе. У процесу првог судара неполаризованих електрона енергија између 1 и 2 [keV] са атомима живе долази до делимичне поларизације млаза. У процесу другог судара испитују се интеракције делимично поларизованих електрона са атомима живе и то процеси еластичног расејања. На слици 2.2.2. дати су резултати овог првог експеримента и поређење са теоријом. У даљим експериментима на Универзитету у Мајнцу (Mainz) испитивана је поларизација електрона при мањим упадним енергијама електрона. У експерименту Деихсела и Реихерта (Deichsel and Reichert, 1965) угаоно разлагање је било ниско, тако да је за поларизацију млаза електрона добијена усредњена вредност у опсегу углова од  $6^\circ$ . У експерименту Деихсела и др. (Deichsel et al, 1966) мерена је поларизација млаза електрона упадне енергије чак до 3,5 [eV].



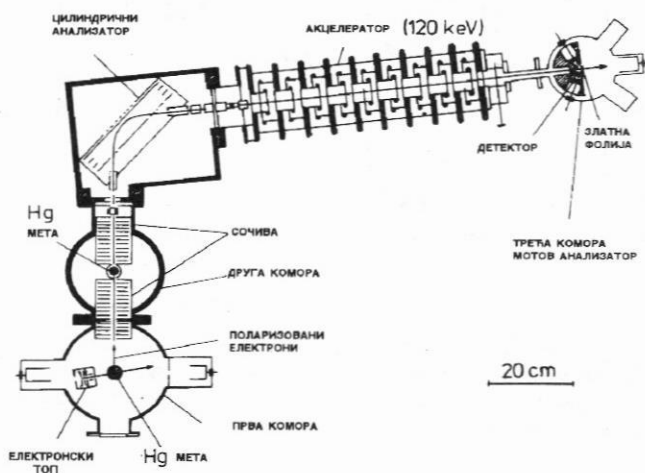
Слика 2.2.2. Енергијска и угаона зависност поларизације млаза електрона у експерименту двоструког расејања Деихсела (1961) у коме је поларизовани млаз електрона добијен након еластичног судара неполаризованих електрона са неполаризованим млазом атома живе. Приказани су резултати: ■ —, Massey and Mohr (1941); □ —, Mohr and Tassie (1954); ▲, за  $P(E)$  при  $90^\circ$  и  $P(\theta)$  при  $1500$  [eV] Deichsel (1961).

Преглед развоја области до краја шездесетих година дао је Кеслер (Kessler, 1969) разматрајући поларизацију електрона при нискоенергијским сударима са неполаризованим металама. Даљи експерименти са поларизованим електронима на Универзитету у Карлсруеу (Karlsruhe) Јошта и Кеслера (Jost and Kessler, 1965; 1966) довели су побољшања угаоног разлагања експеримента што је омогућило демонстрацију високих вредности поларизације у уском домену углова. Тиме су створени услови за развој извора поларизованих електрона на основу нискоенергијског расејања електрона на тешким атомима. Извор су детаљно описали Хане и Кеслер (Hanne and Kessler, 1976). То је у суштини експеримент са троструким расејањем, у првом процесу расејања производе се поларизовани електрони, у другом се разматра интеракција поларизованих електрона са атомском метом, а у трећем се мери поларизација електрона. На слици 2.2.3. дат је схематски приказ апаратуре у којој се трансверзално поларизовани млаз електрона добија након еластичног судара са млазом атома живе.



Слика 2.2.3. Схематски приказ апаратуре у експерименту троструког расејања Ханеа и Кеслера (Hanne and Kessler, 1976) у коме је поларизовани млаз електрона добијен након еластичног судара неполаризованих електрона са неполаризованим млазом Hg атома.

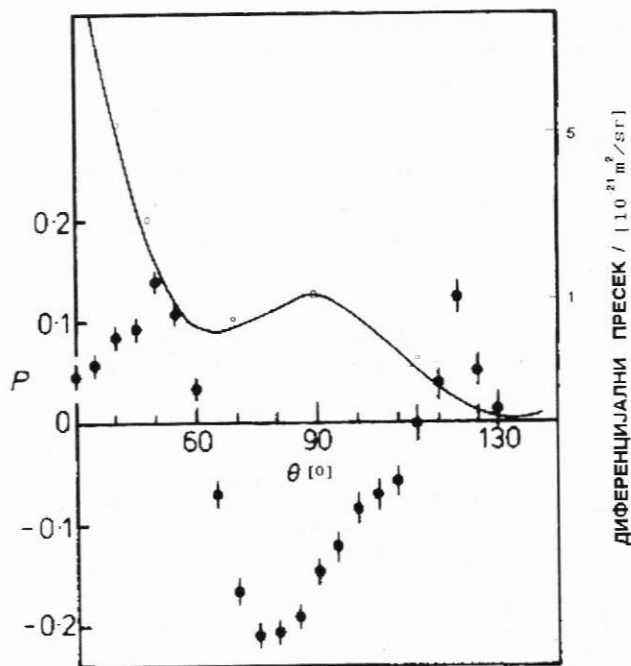
Енергија упадног млаза електрона је  $E_0 = 80$  [eV] док је угао расејања  $\theta = 80^\circ$ . Измерена поларизација помоћу Мотовог детектора, овако добијеног млаза електрона износи  $P = -0,22$  док је интензитет струје реда  $I = 50$  [pA]. Овако поларизовани електрони пролазе кроз систем сочива чија је улога да отклони нееластично расејане електроне и успори млаз до енергија од 5 до 15 [eV] и фокусира их на други млаз живиних атома. У другој и трећој комори (види слику 2.2.4) се уз помоћ електростатичког анализатора издвајају електрони расејани у правцу унапред (до  $\Delta\theta \approx \pm 4^\circ$ ) након ексцитовања одређеног атомског стања, при чему изгубе енергију једнаку енергији ексцитационог стања.



Слика 2.2.4. Схематски приказ хоризонталног пресека апаратуре у експерименту троструког расејања Ханеа и Кеслера (1976) представљен у реалној размери.

Поларизација електрона након ексцитације,  $P$ , се мери Мотовим детектором након убрзавања до 120 [keV]. Почетна поларизација електронског млаза,  $P$ , се мери истим детектором уз подешавање анализатора за пролаз електрона са нултим губитком енергије. У све четири коморе се одржава високи вакуум, који у првој комори са пуштеним атомским млазом износи око 3 [mPa]. Земљино магнетско поље је компензовано у првој и трећој комори до реда 1 [ $\mu\text{T}$ ], док је у другој комори у којој се испитује процес ексцитације оно редуковано до 0,3 [ $\mu\text{T}$ ].

Максимална поларизација млаза електрона упадне енергије  $E_0 = 80$  [eV] еластично расејаних на атомима живе се добија на угловима расејања око  $80^\circ$ , при чему је поларизација константна за мале промене угла. Добијена је поларизација од  $P = -0,22$ . На слици 2.2.5. приказана је зависност поларизације и диференцијалног пресека за еластично расејање од угла расејања измерена у раду Ханеа и Кеслера (1976) при чему су вредности диференцијалног пресека доведене на апсолутну скалу нормирањем на новије резултате групе из Београда (Panajotović et al, 1993).



Слика 2.2.5. Зависност поларизације  $P(\bullet)$  и диференцијалног пресека (—) за еластично расејање неполаризованог млаза електрона упадне енергије  $E_0 = 80$  [eV] на атомима живе (Hanne and Kessler, 1976). Диференцијални пресек је доведен на апсолутну скалу нормирањем на резултате ( $\circ$ ) Panajotović et al (1993).

Од значаја је да у датом експерименту струја поларизованих електрона буде што већа. Но, због мале вредности диференцијалног пресека на угловима расејања на



којима је поларизација максимална то није могуће битније поправити. Електронски топ се састоји од једноставног троелектродног електро-оптичког сочива, Венелтове (Wehnelt) електроде, фокусирајуће електроде и аноде. Након аноде су постављене дефлектујуће плочице чија је улога корекција путање млаза електрона. Извор електрона је волфрамска катода у облику укоснице која у зависности од температуре емитује струју електрона реда 300 [ $\mu\text{A}$ ] до 1,5 [ $\text{mA}$ ]. Баријум-оксидне катоде дају веће струје електрона при нижим температурама, али је њена употреба онемогућена разарањем оксидног слоја бомбардовањем  $\text{Hg}^+$  јона након неколико сати употребе. Укупна струја поларизованих електрона зависи од допуштеног укупног енергијског разлагања електронског млаза. Тако је у овом експерименту при разлагању од 1 [ $\text{eV}$ ] мереном као пуна ширина на полувисини енергијске расподеле, добијен интензитет струје од 0,1 [ $\text{nA}$ ]. Смањењем енергијског разлагања на 0,6 [ $\text{eV}$ ], интензитет струје се смањује за фактор 10. Добијене струје од 10 [ $\text{pA}$ ] представљају доњу границу при којој је могуће у датом експерименту вршити мерења.

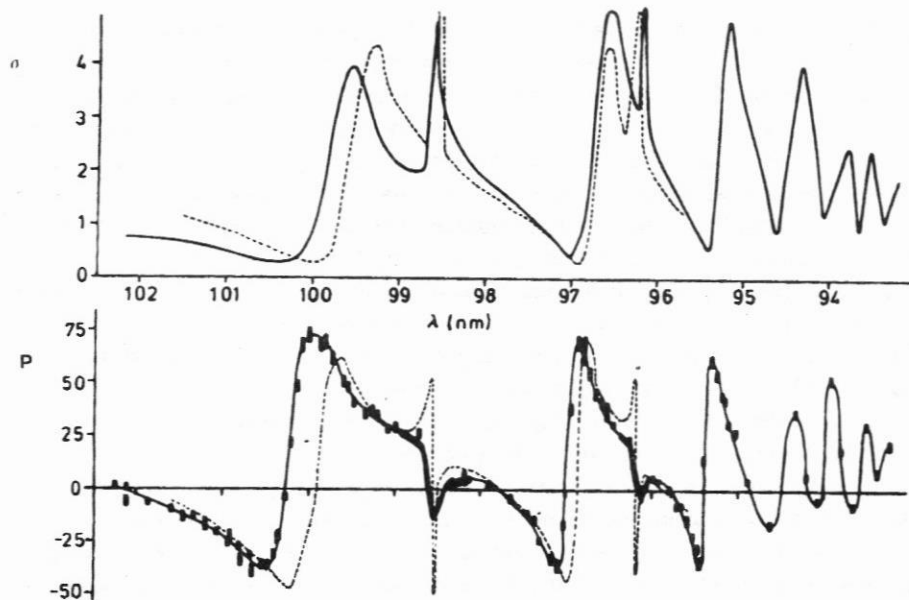
Извор млаза атома живе у датом експерименту је електро-отпорно грејана пећ. Врх пећи се састоји од плочице нерђајућег челика са 5500 капилара пречника 50 [ $\mu\text{m}$ ], при чему количник дужине и пречника капиларе износи 60. Пропустљивост капиларне плочице је 41%. Употребом капиларне плочице смањено је конусно ширење млаза атома. Атоми живе се сакупљају у трапу од бакра, хлађеном до температуре течног азота (77 [ $\text{K}$ ]).

### 2.3. ИЗВОРИ МЛАЗЕВА ПОЛАРИЗОВАНИХ НА ПРИНЦИПИМА ФОТОЈОНИЗАЦИЈЕ

За разлику од претходно разматране класе извора где се електрони добијају углавном термоелектронском емисијом те у високо или ниско енергијском судару са метом долази до поларизације млаза, дотле посебну класу извора чине електрони настали у процесу фотојонизације. Због доминантно електро-диполне интеракције фотона са валентним електронима, поларизација млаза електрона може да се изведе једино преко спин-орбитне интеракције. Мерења фотојонизационих пресека, угаоних расподела и спинске поларизације чине комплементне експерименте неопходне за пуно разумевање фотојонизационих процеса (Lee, 1974).

Као извори фотона се кориште ксенонско-живине лампе, ласери са могућностима умножавања учестаности (на пример четворостручена учестаност Nd-YAG ласера) или синхротронско зрачење. Посебно се издвајају извори на принципима фотојонизације алкалних метала при чему могу бити поларизовани атоми и неполаризована светлост или неполаризовани атоми и циркуларно поларизована светлост (Фаноов ефекат). Поред развоја ових извора експериментално су мерене поларизације електрона и на другим атомима и молекулама (Heinzmann, 1980). Хеинцман и др. (Heinzmann et al, 1979) су измерили поларизацију фотоелектрона из ксенона користећи циркуларно поларизовано зрачење из синхротрона. На слици 2.3.1. су приказане изражене резонантне структуре у пресеку за фотојонизацију изнад првог прага за јонизацију у области између двеју конвергирајућих граница (102,2 и 92,2 [ $\text{nm}$ ]) који одговарају стањима  $^2\text{P}_{3/2}$  и  $^2\text{P}_{1/2}$  ксеноновог јона. Ове резонанце су последица аутојонизационих стања у овој области. Такође, измерена поларизација фотоелектрона показује изражене резонанце и максимуме до 0,75.





Слика 2.3.1. Пресек за фотојонизацију и поларизација фотоелектрона из ксенона изнад првог прага за јонизацију у области између две јонизационе границе које одговарају стањима  $^2P_{3/2}$  и  $^2P_{1/2}$  ксеноновог јона (пуна линија и експерименталне тачке Heinzmann et al, 1979, испрекидана линија теоријски прорачун Lee, 1974).

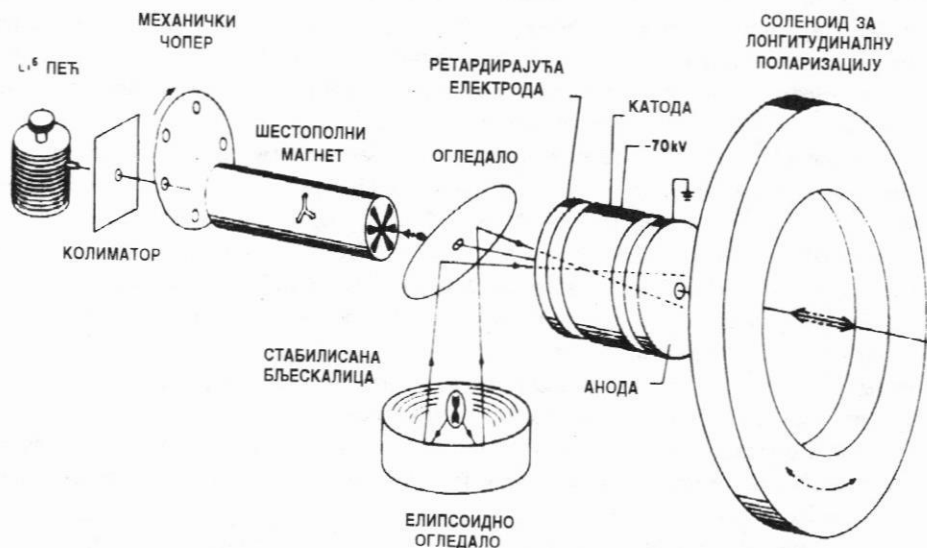
И у области изнад прага за јонизацију, за таласне дужине од 92,2 до 45 [nm], измерена је поларизација фотоелектрона око  $-0,1$ . Ово представља средњу вредност поларизације електрона који одговарају стањима обе јонизационе границе. Електрони који одговарају различитим границама имају супротне поларизације. Пошто је средња поларизација различита од нуле, то указује да спин-орбитна интеракција у континууму има значајног утицаја.

На основу радова Ламбропулоса (Lambropoulos, 1973) који је проширио теорију мултифотонске јонизације укључивши спин-орбитне ефекте, те предвидео високу поларизацију фотоелектрона у зависности од употребљене таласне дужине циркуларно поларизоване светлости, постављени су експерименти који су показали постојање ове поларизације код алкалних атома. Ван резонанце су опажене високе вредности поларизације али су интензитети струја јако мали. У близини резонанце, поларизација фотоелектрона је јако зависна од снаге ласера што указује на ефекте засићења. С повећањем снаге ласера, повећава се струја електрона али опада поларизација.

### 2.3.1. Извори млазева поларизованих електрона на принципима фотојонизације поларизованих атома помоћу неполаризоване светлости

У процесу фотојонизације једино се момент импулса електрона мења док се спин очувава. Уколико се атомски млаз припреми у одређеном спинском стању, то ће се након интеракције са фотонима довољне енергије да изврше јонизацију добити млаз

поларизованих електрона. Ову технику су успешно применили на Јелу (Yale) Универзитету од стране Лонга и др. (Long et al, 1965) за изградњу извора поларизованих млазева електрона за мерења на линеарном акцелератору у Станфорду. Хјуџис и др. (Hughes et al, 1972) су описали детаљно овај извор. Извор је приказан схематски на слици 2.3.2.



Слика 2.3.2. Схематски приказ извора млаза поларизованих електрона направљен на универзитету у Јелу и коришћен за мерења на линеарном акцелератору у Станфорду (Lubell, 1977).

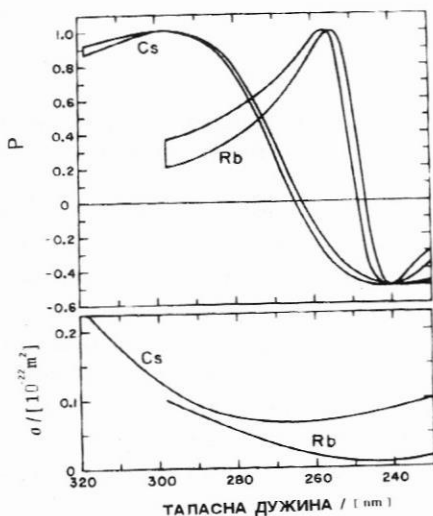
Млаз литијумових атома који је механички чопован, пролази кроз фокусирајући шестополни магнет са јаким нехомогеним магнетским пољем. У њему долази до селекције по Земановим (Zeeman) поднивоима. Фотојонизација се врши помоћу стабилисане бљескалице пуњене ксеноном и живом. Хиперфина интеракција у основном стању атома са друге стране доводи до значајне деполаризације атомског млаза. Да би се то спречило, фотојонизација се врши у простору у коме постоји магнетско поље, чија је функција да распреже интеракцију између спина електрона и момента импулса језгра. Пошто језгро атома литијума има релативно мали магнетски момент, односно слабу хиперфину интеракцију, то је могуће применити релативно слаба спољашња магнетска поља (реда  $20 \text{ [mT]}$ ). Карактеристике овог извора су постигнута поларизација од  $0,85$  са млазом од  $2,5 \cdot 10^9$  електрона по импулсу. Предност коришћења литијума као извора поларизованих електрона је у његовом релативно великом ефективном пресеку за фотојонизацију. Недостатак је релативно висок потенцијал јонизације, праг за јонизацију је око  $230 \text{ [nm]}$  што лимитира избор светлосних извора. На Јелу је начињен и извор са поларизованим млазевима калијумових атома (ibid). Иако калијум има много мањи пресек за фотојонизацију, његова је предност у нижем прагу за јонизацију и нижим температурама пећи потребних за добијање млаза.

### 2.3.2. Извори млазева поларизованих електрона на принципима фотојонизације неполаризованих атома помоћу поларизоване светлости (Фаноов ефекат)

Фано, великан савремене атомске физике, разматрајући процесе фотојонизације алкалних атома из њиховог основног стања, предложио је посебан механизам за добијање поларизованих електрона (Fano, 1961). Фано се ослањао на раније радове Фермија и Ситона (Seaton) који су разматрали друге процесе на истим системима (алкалним атомима). Ферми је 1930. године дао теоријску интерпретацију аномалног количника интензитета дублетних линија у спектрима алкала. Ситон је 1951. године утврдио да је спин-орбитно спрезање у континууму одговорно за појаву изражених минимума у пресеку за фотојонизацију у функцији енергије фотона код тежих алкалних атома, такозваног Куперовог (Cooper) минимума. Повезаност ова два феномена је у чињеници да оба укључују прелазе из основног  $^2S_{1/2}$  стања у два P стања са укупним моментима импулса  $J=1/2$  и  $J=3/2$ . Иако је у првом случају реч о дискретним P-стањима а у другом случају P-стања су у континууму, због спин-орбитне интеракције унутар атома вероватноће прелазу у крајња стања са различитим моментом импулса  $J$  је различита. Фано је показао да ће се из истих разлога, применом циркуларно поларизоване светлости у области таласних дужина при којима се јавља минимум у пресеку за фотојонизацију јавити неједнака популација спинских стања избачених електрона тј. поларизација млаза електрона.

Фотојонизација је доминантно процес електрично-диполне интеракције. Момент импулса фотона се не може директно спрезати са моментом спина фотоелектрона. Но, процес фотојонизације се може представити као двостепен процес при чему се прво одвија ексцитација у континуум, а затим расејање невезаног електрона на јонском остатку. Спин-орбитна интеракција у континууму тада спреже спин електрона са моментом импулса фотона. Свако стање у континууму је дегенерисано за исти квантни број  $J$  при чему  $J$  може узимати вредности  $J=1/2$  и  $J=3/2$ . Значајни поларизациони ефекти се стога јављају у околини енергија фотона у којима парцијални пресеци за фотојонизацију,  $\sigma_{1/2}$  и  $\sigma_{3/2}$  пролазе кроз своје минималне вредности.

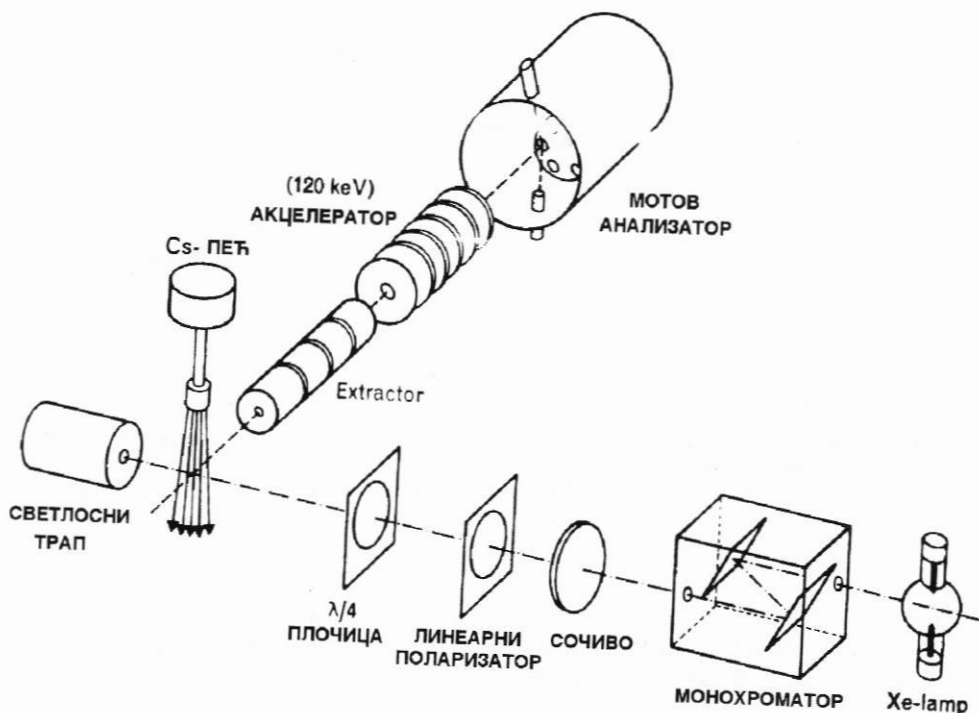
Одмах након Фаноових теоријских поставки изведени су експерименти који су потврдили могућности добијања поларизованих млазева електрона фотојонизацијом алкалних атома, K, Rb и Cs. Реализовани су извори у Јелу, Карлсруеу и Бону. На слици 2.3.3. је



Слика 2.3.3. Поларизација електрона на атомима Cs и Rb из извора направљеног на универзитету у Јелу на принципима Фаноовог ефекта. Област неодређености од једне стандардне девијације је приказана траком. На доњем графику је дата зависност пресека за фотојонизацију од таласне дужине светлости (Lubell, 1977).

приказана добијена поларизација фотоелектрона из атома Cs и Rb у извору направљеном у Јелу. Добијена је поларизација блиска јединици у области 256 [nm] за Rb и око 297 [nm] за Cs извор. Упоредо су приказани и пресеци за фотојонизацију ових атома у функцији таласне дужине примењене циркуларно поларизоване светлости.

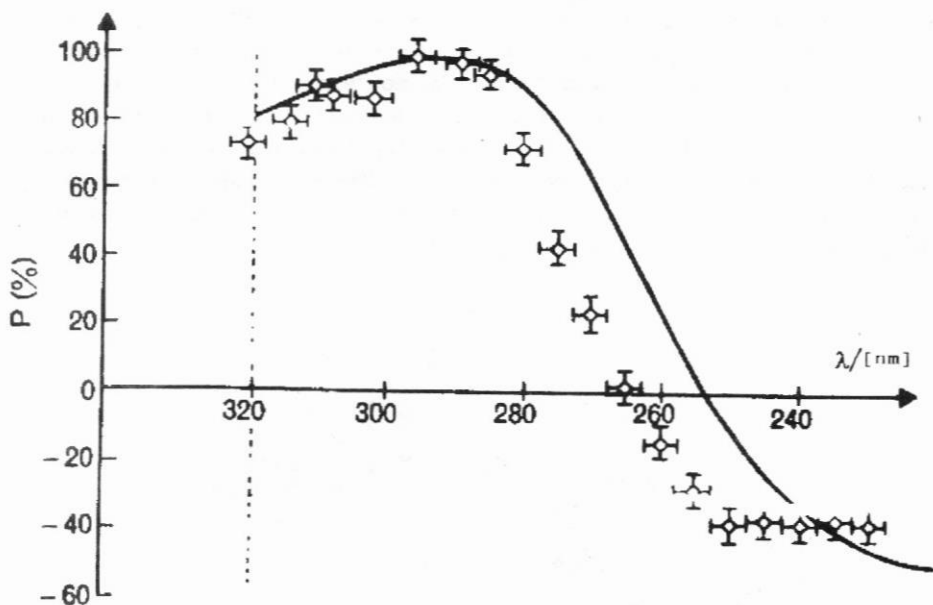
Принципијелна схема експеримента у Карлсруеу је дата на слици 2.3.4. Атоми цезијума се осветљавају циркуларно поларизованом светлошћу из ксенонске лампе. Поларизациона анализа фотоелектрона се врши помоћу Мотовог детектора након екстракције и убрзања до енергија од 120 [keV].



Слика 2.3.4. Принципијелна схема експеримента у Карлсруеу (видети Farago, 1974).

На слици 2.3.5. је дата зависност измерене поларизације електрона из оваквог извора у функцији таласне дужине. Експериментални подаци су у области 230 до 320 [nm] упоређени са теоријским прорачуном Фаноа. Одступање од теорије је разумљиво јер је то први рад који је предвидео овај ефекат те су у то време доступни експериментални подаци омогућавали само грубо предвиђање зависности поларизације од таласне дужине.

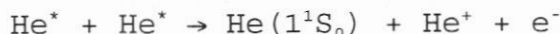
Предност извора на принципима Фаноовог ефекта је у томе што се промена поларизације електрона лако добија променом хелицитета упадне светлости. Електрооптичке карактеристике тиме остају непромењене променом поларизације. У импулсним изворима могућа је промена поларизације од импулса до импулса чиме се смањују систематске грешке мерења.



Слика 2.3.5. Зависност поларизације фотоелектрона од таласне дужине циркуларно поларизоване светлости употребљене за јонизацију неполаризованог млаза цезијумових атома. Пуном линијом су дата теоријска предвиђања Фаноа, експерименталне тачке су приказане са статистичким грешкама мерења, док је испрекиданом линијом дат јонизациони праг (Heinzmann et al, 1970).

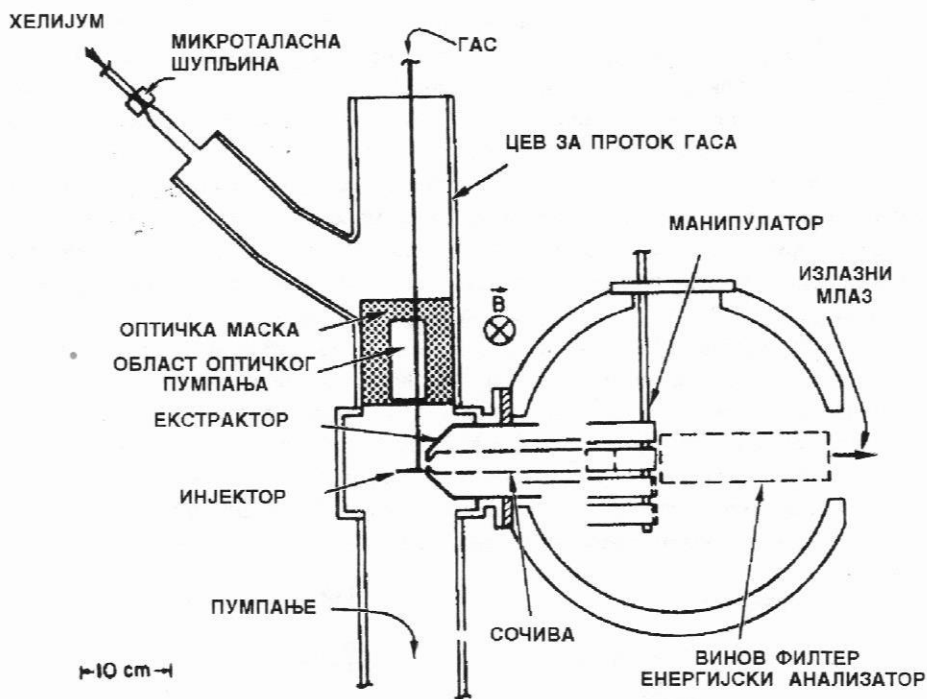
#### 2.4. ИЗВОРИ МЛАЗЕВА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА НА ПРИНЦИПИМА ОПТИЧКОГ ПУМПАЊА ПРАЖЊЕЊА У ХЕЛИЈУМУ

Посебан прилаз добијању поларизованих млазева електрона развила је 1969. године група са Рајс (Rice) универзитета на принципима оптичког пумпања пражњења у хелијуму. У ћелији испуњеној хелијумом у успостављеном електричном пражњењу стварају се метастабилни атоми у  $2^3S_1$  стању. Оптичко пумпање у  $m_j=+1$  или  $m_j=-1$  подниво остварено је циркуларно поларизованом светлошћу подешеном на прелаз  $2^3S_1 - 2^3P_{0,1,2}$ . Произведени електрони из јонизације у пражњењу се могу издојити конвенционалним методама. Доминантан процес јонизације је судар два метастабилна атома хелијума.



где  $\text{He}^*$  означава било  $2^3S_1$  или  $2^1S_0$  метастабилно стање атома при чему количник концентрација триплета и синглета одговара статистичкој тежини. Само електрони који потичу од триплетног стања доприносе поларизацији, док су електрони од синглетног стања неполаризовани.

Зачајно побољшање извора на овом принципу извршила је група аутора Хоџ и др. (Hodge et al, 1979a) са истог универзитета. Они су искористили микроталасно пражњење да ексцитују атоме хелијума у триплетно стање. Постигли су да количник концентрација синглетног према триплетном стању буде мањи од 0,1. При томе микроталасно пражњење је примењено у бочној цеви чиме је спречено директно осветљавање из пражњења области у којој се врши оптичко пумпање (слика 2.4.1). Друга значајна уведена предност је да су електрони генерисани из процеса хемијонизације. Атоми хелијума у метастабилном стању  $2^3S_1$ , са оријентисаним спином се у близини екстракционе области сударају са молекулима погодно изабраног гаса. Овај гас се бира тако да има велики пресек за хемијонизацију као и за ротациону и вибрациону ексцитацију нискоенергијским електронима. Као ефикасан гас са траженим параметрима је изабран угљендиоксид.



Слика 2.4.1. Схематски приказ извора поларизованих електрона на принципима оптичког пумпања пражњења у хелијуму уз примену микроталасног пражњења у бочној цеви и додатног гаса за процес хемијонизације (Hodge et al, 1979a).

Да би се поништио утицај Земљиног магнетског поља, користе се три скупа калемова. Помоћу њих је додатно успостављено вертикално магнетско поље јачине 0,1 [mT], те оно дефинише јединствену осу квантизације. Електрони се екстрахују нормално на правац овог поља те су стога трансверзално поларизовани. Могуће је лако добити и млаз лонгитудинално поларизованих електрона ротацијом пумпајућег извора

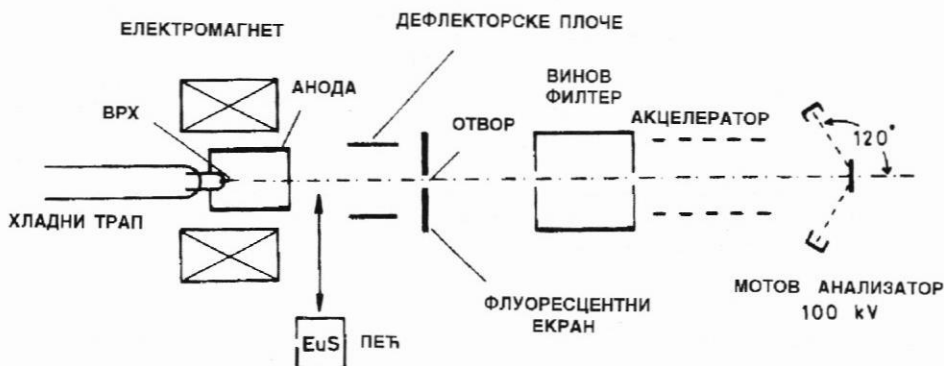
светлости за  $90^\circ$  у односу на цев са пражњењем и постављањем хоризонталног магнетског поља дуж осе екстракције.

Параметри овог извора су да даје струје реда  $2 \text{ [}\mu\text{A]}$  са поларизацијом од 0,40. То одговара фактору доброте извора  $P^2I$  од  $3 \cdot 10^{-7}$ . Ефективна емитанса извора је око  $2 \text{ [mrad/cm]}$  а енергијска ширина млаза мања од  $150 \text{ [meV]}$ . Могућност промене поларизације или његове модулације је лако остварљива.

## 2.5. ИЗВОРИ МЛАЗЕВА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА НА ПРИНЦИПИМА ЕМИСИЈЕ ПОЉЕМ ИЗ ФЕРОМАГНЕТНИХ МАТЕРИЈАЛА

Уређеност домена феромагнетних материјала пружа могућности за добијање поларизованих електрона. Стављањем чисте површине феромагнетика у магнетско поље екстраховани електрони су поларизовани. Прве експерименталне потврде су добијене 1967. године на магнетизованом поликристалном гадолинијуму. Опажене су поларизације до 0,08. Напредак је постигнут употребом волфрамовог шиљка на који је нанет EuS. Шиљак је хлађен на температуре испод  $16,5 \text{ [K]}$  на којима је EuS феромагнетни изолатор са спински уређеним  $4f^7$  нивоима који леже у енергијском процепу између проводне и валентне зоне.

На слици 2.5.1. дат је схематски приказ извора направљеног у Билефелду (Bielefeld) заједно са дијагностичком методом за мерење поларизације млаза (Kisker et al, 1976). Оријентисани волфрамов шиљак са (111) или (110) равнина паралелним магнетском пољу, су у вакууму напарени са EuS, а затим одгрејани па охлађени на температуру до  $10 \text{ [K]}$ . Применом магнетског поља реда  $0,5 \text{ [T]}$  добијене су константне струје реда  $20 \text{ [nA]}$  и поларизације млаза веће од 0,9. Недостатак овог извора представља захтев за великом чистоћом површине, употребљене су методе ултрависоког вакуума до  $10 \text{ [nPa]}$ . Правац вектора поларизације млаза у односу на правац примењеног магнетског поља зависи од јачине примењеног поља. При малим спољним пољима он је скоро трансверзалан док је при великим лонгитудиналан. У другом случају има супротан смер од спољашњег поља што указује на то да су магнетски моменти емитованих електрона паралелни правцу магнетизације.



Слика 2.5.1. Схематски приказ извора поларизованих електрона на принципима емисије пољем из феромагнетних материјала направљеног у Билефелду заједно са дијагностичком методом за мерење поларизације млаза (Kisker et al 1976).

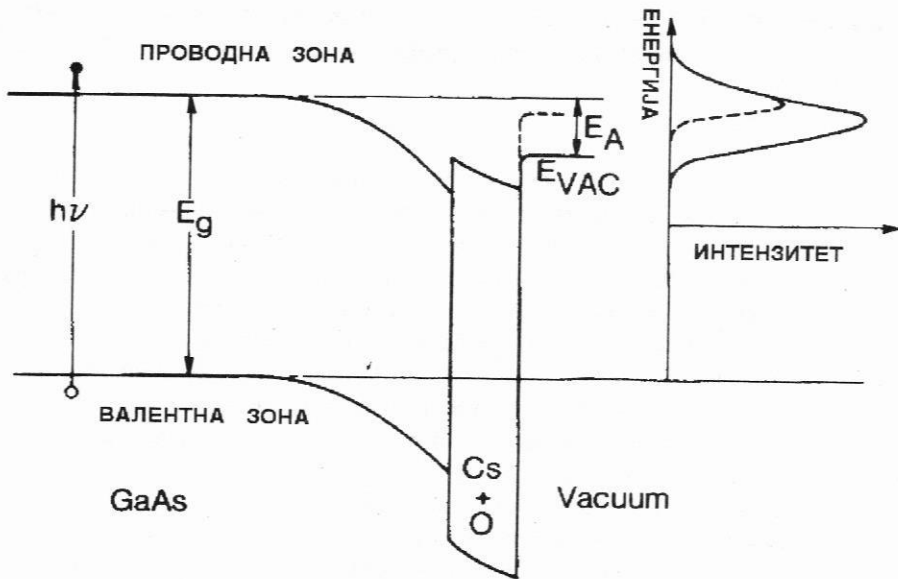
## 2.6. ИЗВОРИ ПОЛАРИЗОВАНИХ МЛАЗЕВА НА ПРИНЦИПИМА ФОТОЕЛЕКТРОНСКЕ ЕМИСИЈЕ ИЗ ГАЛИЈУМ-АРСЕНИДНИХ ДИОДА СА НЕГАТИВНИМ ЕЛЕКТРОНСКИМ АФИНТЕТОМ

У марту 1980. године у часопису Nature (Нејчер) Пирс и Целота (Pierce and Celotta, 1980), сарадници америчког Националног бироа за стандарде, скренули су пажњу шире светске јавности на један нови извор поларизованих електрона. То је био чврстотелни извор на бази фотоемисије из галијум арсенида. Када се GaAs осветли циркуларно поларизованом светлошћу, електрони ексцитовани из дела спин-орбитно расцепљене валентне зоне могу бити поларизовани до теоријске вредности од 50%. Третманом површине полупроводника GaAs, наношењем цезијума и кисеоника, може се спустити вакуумски ниво испод нивоа минимума проводне зоне чиме се ствара тзв. емитер са негативним електронским афинитетом. Тиме GaAs постаје врло ефикасан емитер поларизованих електрона.

Већ у априлу 1980. године Пирс и др. (Pierce et al, 1980) су објавили резултате опсежне студије о извору спински поларизованих електрона из GaAs. У том раду је представљен овај тип извора поларизованих електрона развијен почевши од идеје коју су предложили Гарвин и др. (Garwin et al, 1974) на националном скупу швајцарских физичара у Цириху (Zürich), па до постизања ефикасног универзалног извора поларизованих електрона. Даље побољшање овог извора, пре свега у повећању интензитета струја поларизованих електрона, дали су Феигерл и др. (Feigerle et al, 1984).

Механизам фотоемисије из галијум арсенида са негативним електронским афинитетом се може, према Спајсеру (Spicer, 1958), моделовати као тростепени процес: i) апсорпција фотона и креација пара електрон-шупљина, ii) транспорт електрона кроз балк материјала према површини, те iii) емисија електрона која обухвата пролаз електрона кроз површински слој и прелаз у вакуум. Да би електрон могао да пређе у вакуум мора имати енергију већу од вакуумског нивоа. Ово се постиже употребом енергије фотона веће од излазног рада материјала. У металима, електрон-електрон и електрон-фонон судари у другом кораку модела проузрокују губитак енергије, релаксацију електрона, чиме се насељавају стања обично непопуњена све до Фермијевог нивоа, чиме се смањује број електрона са довољном енергијом да пређу у вакуум. Ако се ради компензације овог ефекта и већег приноса електрона повећа енергија фотона значајније изнад излазног рада, добија се нежељено проширење енергијске расподеле емитованих електрона. За разлику од метала, у полупроводницима као што је GaAs, енергијски процеп представља природну баријеру потпуној релаксацији. Ако се за енергију фотона изабере износ мало већи од енергије процепа, енергијска расподела фотоелектрона постаје једнака термализованој расподели у минимуму проводне зоне. Ови електрони нормално немају довољно енергије да пређу у вакуум. Ради снижавања вакуумског нивоа користи се јако допирани р-тип GaAs на чијој је површини нанет слој цезијума и кисеоника, што са ефектом кривљења зоне услед присуства допаната доводи до услова негативног електронског афинитета. На слици 2.6.1. схематски су приказани нивои минимума проводне зоне и краја валентне зоне као функција растојања од површине заједно са слојем цезијума и кисеоника.





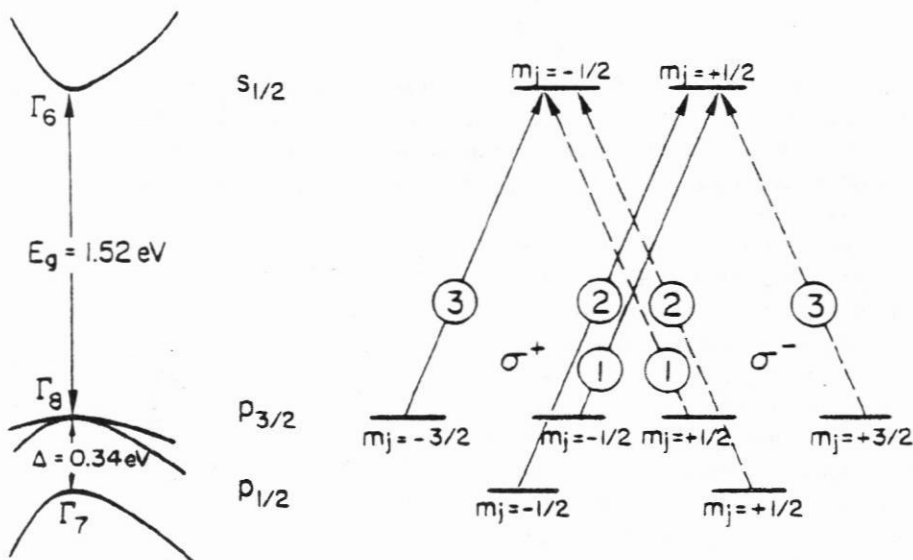
Слика 2.6.1. Схематски приказ нивоа минимума проводне зоне и краја валентне зоне као функција растојања од површине заједно са слојем цезијума и кисеоника за емитер GaAs са негативним електронским афинитетом. Приказана су два вакуумска нивоа (пуним и испрекиданом линијом) заједно са две резултујуће криве енергијске расподеле емитованих електрона (Feigerle et al, 1984).

У првом кораку се разматра фотоексцитација. Кључни услов да би се добили поларизовани електрони је постојање спин-орбитног цепања валентне зоне галијум арсенида. У центру Брилуенове (Brillouin) зоне, у  $\Gamma$  тачки, максимум валентне зоне је расцепљен на четвороструко дегенерисан  $p_{3/2}$  ниво и двоструко дегенерисан  $p_{1/2}$  ниво. Зонална структура GaAs у околини  $\Gamma$  тачке је приказана на цртежу 2.6.2а. Енергијски процеп између дна проводне зоне и максимума валентне зоне износи  $E_g = 1,52$  [eV]. Ниво  $p_{1/2}$  се налази 0,34 [eV] испод  $p_{3/2}$  нивоа.

Да би дошло до поларизације емитованог млаза електрона потребно је неједнако популисати  $m_i$  поднивое проводне зоне супротних праваца спина електрона. То је могуће коришћењем циркуларно поларизоване светлости. Оптичка селекциона правила захтевају да је  $\Delta m_i = +1$  за  $\sigma^+$  циркуларно поларизовану светлост (позитивног хелицитета) и  $\Delta m_i = -1$  за  $\sigma^-$  циркуларно поларизовану светлост (негативног хелицитета). Оса квантизације је дефинисана правцем момента импулса фотона. Пирс и Мејер (Pierce and Meier, 1976) су израчунали релативне интензитете ових прелаза. За  $\sigma^+$  светлост три пута више електрона популише подниво  $m_i = -1/2$  од поднивоа  $m_i = +1/2$ . Поларизација млаза електрона,  $P$ , аналогно релацији 1.2.1, је одерђена количником

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (2.6.1)$$

где  $n\uparrow$  и  $n\downarrow$  представљају број електрона са спиновима паралелним и антипаралелним са правцем упадне светлости. Стога се за  $\sigma^+$  светлост добија вредност  $P = -50\%$ , док се за  $\sigma^-$  светлост добија  $P = +50\%$ . Уколико се електрони ексцитују и из спин-орбитно расцепљене зоне у тачки  $\Gamma_7$ , поларизација се губи ( $P = 0$ ). Максимум поларизације се добија за енергије фотона веће од енергјског процепа полупроводника до  $0,1$  [eV]. На слици 2.6.2б је приказана схема ексцитације  $m_j$  поднивоа циркуларно поларизованом светлошћу са назначеним релативним интензитетима прелаза.



Слика 2.6.2. а) Схематски приказ зоналне структуре GaAs у близини  $\Gamma$  тачке. б) Дозвољени прелази између  $m_j$  поднивоа за циркуларно поларизовану светлост,  $\sigma^+$  (пуна линија) и  $\sigma^-$  (испрекидана линија). Бројеви у кругу представљају релативне интензитете прелаза. Прелаз  $P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$  једне поларизације доводи до три пута веће популације електрона у једном спинском стању. Променом хелицитета поларизоване светлости, ексцитују се електрони супротног правца спина (Pierce et al, 1980).

Предност овог извора поларизованих електрона је у могућности лаког обртања поларизације електронског млаза. Променом циркуларне поларизације упадне светлости мења се и поларизација електронског млаза. Параметри електронског млаза се не мењају променом од  $\sigma^+$  до  $\sigma^-$  светлости изузев смера поларизације. Посебно значајно што интензитет млаза остаје константан са модулацијом поларизације спина.

У другом и трећем кораку модела фотоемисије разматра се транспорт електрона кроз балк материјала до површине, те сам процес емисије. Електрони бивају ексцитовани у области одређеној апсорпционом дужином светлости,  $\alpha^{-1}$ , реда величине  $1$  [ $\mu\text{m}$ ]. Електрони се термализују у минимуму проводне зоне за време од око  $10^{-12}$  [s] одакле могу да дифундују ка површини и да буду емитовани. Емисија је ограничена на дужину дифузије електрона,  $L$ , која се креће од  $0,5$  [ $\mu\text{m}$ ] за балк материјала до неколико [ $\mu\text{m}$ ] за материјале добијене епитаксијалним растом. У

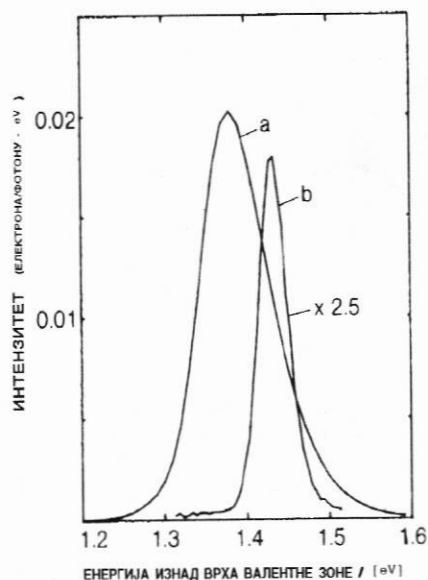
близини површне, електрони имају коначну вероватноћу преласка ("бега") у вакуум,  $p_{esc}$ . Ова вероватноћа је сложена величина и зависи од вероватноће трансмисије површинског потенцијала, вероватноће преласка једном рефлектованих електрона од површинске баријере, вероватноће површинске рекомбинације и осталих фактора. Квантни принос електрона,  $\Upsilon$ , за површине са електронегативним електронским афинитетом се може изразити преко

$$\Upsilon = \frac{p_{esc}}{1 + (aL)^{-1}} \quad (2.6.2)$$

Једнакост (2.6.2) важи у опсегу енергија фотона између  $E_g$  и  $E_g + 0,3$  [eV] у коме се може сматрати да су електрони термализовани у  $\Gamma$  тачки са вероватноћом 1 док је број електрона термализован у осталим минимумима раван нули. Преглед осталих транспортних особина и електрофизичких параметара полупроводничких слојева је дат у раду Маринковића (1980).

Фактори који утичу на облик енергијске расподеле емитованог млаза поларизованих електрона су рефлективност баријере, температура кристала и вредност негативног електронског афинитета. За мале вредности електронског афинитета, вакуумски ниво одсеца нискоенергијски део енергијске расподеле и доприноси њеном сужавању. Феигерле и др. (1984) су мерили енергијске расподеле за две температуре емитерске диоде. За температуру од 300 [K] измерили су полуширину на полувисини енергијске расподеле од 100 [meV], док су за температуру од 77 [K] добили вредност од 31 [meV]. Резултати мерења су приказани на слици 2.6.3.

Поред енергијске расподеле емитованог млаза, угаона ширина млаза представља важну карактеристику емитера. Таласни вектор електрона паралелан површини кристала је очуван у процесу емисије до растојања која одговарају реципрочном вектору кристалне решетке. Ако је тангенционални део кинетичке енергије у кристалу једнак  $\frac{1}{2}kT$ , тада је он у вакууму једнак  $\frac{1}{2}kT(m^*/m)$ , где је  $m^*$  ефективна маса електрона у кристалу.



Слика 2.6.3. Енергијске расподеле емитованог поларизованог млаза електрона из GaAs диоде за две температуре супстрата: а) на собној температури, 300 [K] и б) на температури течног азота, 77 [K]. Обе криве су нормализоване тако да површина испод криве енергијске расподеле одговара квантном приносу (Feigerle et al, 1984).

Лонгитудинални део енергије електрона у вакууму једнак је разлици енергије минимума проводне зоне  $E_c$  и вакуумског нивоа  $E_\infty$  што износи приближно 0,2 [eV]. Одатле се може изразити полуширина угла конуса емисије млаза електрона,  $\theta$ , као

$$\theta \approx \tan \theta = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} kT \left( \frac{m^*}{m} \right)}{E_c - E_\infty}} \quad (2.6.3)$$

то за собну температуру даје вредност од  $4^\circ$ . Но, како емитовани електрони имају коначну расподелу кинетичких енергија, то постоји и угаона расподела конуса емисије зависна од енергије. У реалности, површина са које се емитују електрони није идеално равна. Процеси полирања и нагризања површине, стварање накупина ("droplets") галијума или стварање фасета, доприносе неравнини површине што доводи до ширења реалне угаоне расподеле.

### 3. ПОЛАРИЗАЦИОНА АНАЛИЗА МЛАЗА ЕЛЕКТРОНА

#### 3.1. МОТОВ ПОЛАРИЗАЦИОНИ АНАЛИЗАТОР

Високо-енергијско Мотово расејање електрона је широко коришћено као мера за поларизацију електронског млаза. Ова техника користи асиметрију у расејању на лево и на десно а она је последица спин-орбитне интеракције високо-енергијског електрона и атомског поља језгра у танкој златној фолији. Вредности асиметрије су прорачунате и експериментално проверене у широком опсегу енергија упадних електрона и углова расејања. Типично се користе упадне енергије од 100 до 120 [keV] а еластично расејани електрони се детектују на угловима око  $120^\circ$  на којима асиметрија исказује широки максимум. Значајна пажња мора бити посвећена електричној изолацији било извора електрона било детекционе коморе од експерименталне апаратуре због примењених високих напона. Детектор електрона мора садржати и дискриминатор за одвајање нееластично расејаних електрона од златне фолије.

Један од стандардних модела Мотовог анализатора је представљен на слици 3.1.1. То је модел који су развили Хоџ и др. (Hodge et al, 19796). Централна компонента анализатора су два електрично изолована коаксијална цилиндра од полираног алуминијума смештена у уземљеној вакуумској комори. Постигнути вакуум је реда 0,1 [mPa]. Јако радијално електрично поље је успостављено између цилиндара тако што је унутрашњи цилиндар доведен на напон од око 120 [kV]. Спољашњи цилиндар је на напону блиском нули. Електронски млаз улази кроз кружни отвор и бива убрзан пољем пре него што буде уведен кроз други отвор у унутрашњост другог цилиндра. Манипулатор је постављен у центру унутрашњег цилиндра и омогућава да се на њему монтира било фосфорни закљон ради праћења геометријског облика и профила млаза, било различите фолије за расејање. Када се поставе танке златне фолије, тада електрони расејани под углом од  $120^\circ$  у хоризонталној равни излазе изван

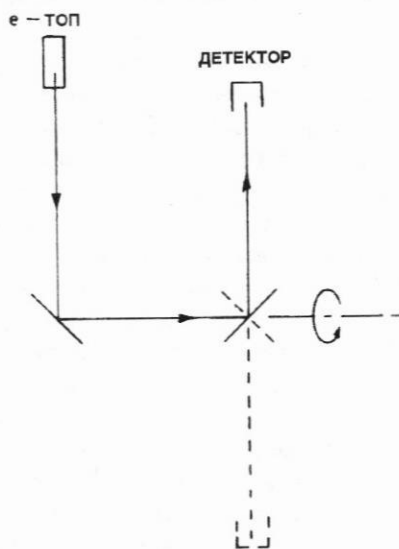
Ефективна вредност Шерманове функције за дати анализатор и фолију се може одредити мерењима асиметрије мењајући дебљине фолија и екстраполишући вредност на нулту дебљину. За нулту дебљину фолије вредност Шерманове функције је 0,29. У описаној апаратури употребљена је златна фолија површинске густине  $193 \text{ } [\mu\text{g cm}^{-2}]$  за коју је одређена вредност Шерманове функције од 0,33.

Критичку анализу постојећих метода у калибрацији Мотових полариметара дали су Геј и др. (Gay et al, 1992). Аутори су разматрали појаву систематских грешака при процедури екстраполације података у одређивању вредности Шерманове функције услед коначности дебљине фолије и доприноса нееластично расејаних електрона.

### 3.2. РАСЕЈАЊЕ ПОЛАРИЗОВАНОГ МЛАЗА НА КРИСТАЛИМА

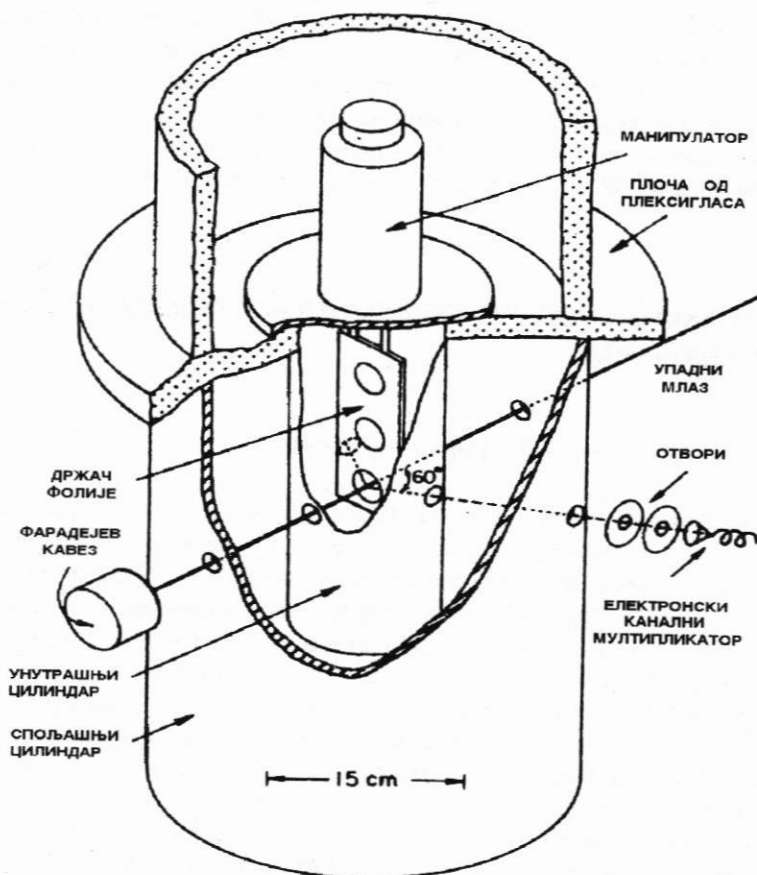
Прву опсервацију и позитивне резултате мерења спинске поларизације електрона расејаних на кристалима су учинили О Нил и др. (O'Neill et al, 1975). У експериментима нискоенергијске дифракције електрона (LEED - low-energy-electron diffraction) на чистој површини кристала волфрама оријентације (100) они су измерили степен поларизације од 35% при упадној енергији електрона од 45 до 190 [eV].

Куват (Kuyatt, 1975) је запазио да су још 1929. године Дејвисон и Цермер (Davisson and Germer) у експериментима мерења спинске поларизације електрона на кристалу никла погрешно интерпретирали резулте и закључили да је поларизација једнака нули у оквиру експерименталне грешке. Након свог чувеног рада (Davisson and Germer, 1927) о дифракцији нискоенергијских електрона на кристалу никла, исти аутори су у 1929. години покушали да детектују поларизацију електрона дифрактиваних са површине кристала никла у експерименту двоструког расејања на површини. На слици 3.2.1. дат је схематски приказ њиховог експеримента. Неполаризовани млаз електрона упада под углом од  $45^\circ$  у односу на први кристал и огледалски се расејава те упада под углом од  $45^\circ$  на други кристал. Други кристал се заједно са детектором електрона ротира око правца електронског млаза између два кристала као осе.



Слика 3.2.1. Схематски приказ експеримента Дејвисона и Цермера (1929) са двоструким расејањем почетно неполаризованог млаза електрона на површини кристала никла (Kuyatt, 1975).

фолије, тада електрони расејани под углом од  $120^\circ$  у хоризонталној равни излазе изван простора унутрашњег цилиндра кроз два мала отвора. Проласком кроз поље између цилиндара, електрони бивају успорени те пролазе кроз отворе на спољашњем цилиндру и бивају детектовани помоћу два симетрично постављена електронска мултипликатора, чанелтрона. Ови детектори су постављени на истим поларним угловима али супротним азимутним угловима у односу на правац упадног млаза електрона. Поларизација млаза се одређује упоређивањем одброја ова два детектора. Предност овог техничког решења је да није потребан додатни уређај за дискриминацију нееластично расејаних електрона од златне фолије, јер већ само поље између цилиндара успорава електроне и не дозвољава споријим (нееластично расејаним) електронима да дођу од детектора. Додатно је могуће ставити и негативан зауставни напон испред самог детектора. Јони који се могу створити унутар цилиндра било у судару са електронима било бомбардовањем електрона адсорбованих атома на површини фолије, прикупљају се на држачу манипулатора који се доводи на још негативнији напон, реда 300 [V] у односу на фолију.



Слика 3. 1. 1. Схематски приказ основних компоненти Мотовог анализатора. Уређај је смештен у вакуумску комору у облику алуминијумског цилиндра (Hodge et al, 19796).

Ако су електрони расејани са површине првог кристала поларизовани, тада се очекује асиметрија сигнала након другог расејања на површини приликом ротације по поларном углу  $\phi$ . Дејвисон и Џермер су за анализу својих резултата користили модел поларизације светлости према коме је поларизована светлост усмерена у једном правцу и нема преферентни смер па је интензитет расејане светлости инваријантан на ротацију кристала од  $180^\circ$ . У том моделу расејања очекује се постојање два максимума и два минимума при ротацији кристала од  $360^\circ$ . Стога су аутори анализирали други хармоник варијације интензитета расејаних електрона. Закључили су да је други хармоник једнак нули у оквиру експерименталне грешке. Но, како спин електрона има преферентни смер и како расејање зависи од производа  $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ , то ротација кристала од  $180^\circ$  даје супротан знак ефекту. Одатле први хармоник ротације кристала представља меру поларизације електронског млаза. Варијација интензитета расејаних електрона  $I$  од две површине кристала је дата изразом

$$I = I_0(1 + PS(\theta)\cos\phi) \quad (3.2.1)$$

где је  $P$  – поларизација млаза електрона,  $S$  – поларизациона функција детектора,  $\theta$  – угао расејања а  $\phi$  – угао између правца поларизације и нормале на раван расејања. За две идентичне површине  $P=S$ , па амплитуда првог хармоника зависи као  $P^2$ . Након поновне анализе резултата експеримента Дејвисона и Џермера (1929), Кујат је израчунао значајну поларизацију млаза електрона од  $(14,5 \pm 1,5)\%$  за расејање од  $90^\circ$  електрона енергије 120 [eV] са површине (111) кристала никла.

## 4. ИНТЕРАКЦИЈА ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА СА АТОМИМА И МОЛЕКУЛИМА

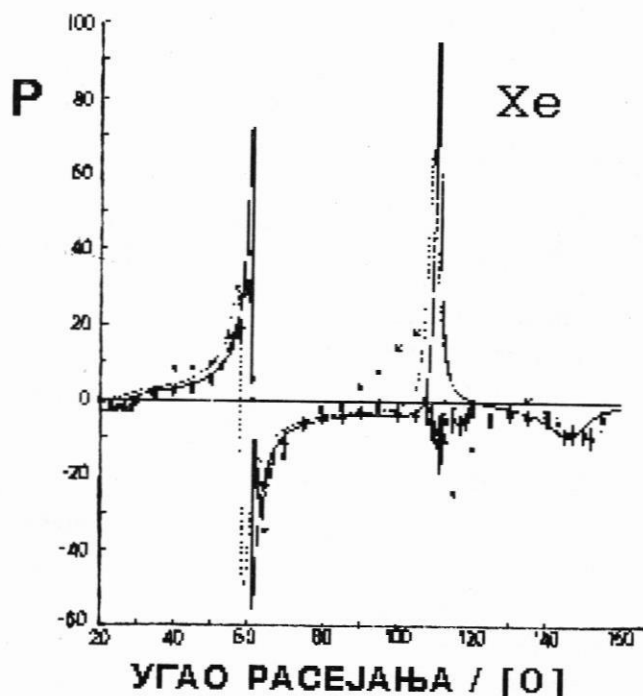
### 4.1. КОМПЛЕТАН ОГЛЕД РАСЕЈАЊА ЕЛЕКТРОНА

Бидерсон (Bederson (1969a,6, 1970) је у серији чланака разматрао процесе расејања атомских честица и анализирао могуће типове експеримента који би у потпуности одредили све параметре за опис таквог процеса. Уводећи појам комплетног огледа расејања ("perfect scattering experiment"), он је анализирао случај еластичног и нееластичног (укључујући и јонизацију) расејања електрона на атомима алкалних елемената. Андерсен и др. (Andersen et al, 1988) су анализирали прогрес остварен у области до краја осамдесетих година и дали систематски приказ параметара развијених у теоријском опису ексцитација спољашњих љуски атома ударом неполаризованих електрона. Преглед савремених истраживања у овој области дали су Андерсен и Барчат (Andersen and Bartschat, 1996) са посебним акцентом на оствареном степену квантно–механичке комплетности експеримента. Информација о свим комплексним амплитудама које теоријски описују процесе расејања, може се добити анализом спина расејаних електрона при чему се мере параметри  $S$ ,  $T$  и  $U$  (дефинисани у §1.5) или преко Стоксових (Stokes) параметара којима је одређена поларизација емитованих фотона насталих деексцитацијом побуђених стања.

## 4.2. ЕЛАСТИЧНО РАСЕЈАЊЕ ПОЛАРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНА НА АТОМИМА

Први експерименти еластичног расејања изведени су почетком тридесетих година овог века. У њима су мерене угаоне расподеле расејаних електрона. Од шездесетих година овог века почињу мерења поларизације и параметра  $S$ , а тек од краја седамдесетих и мерења друга два параметра  $T$  и  $U$  (дефинисани изразом 1.5.3). Тиме је омогућено да се изведу комплетни огледи расејања. Пример апаратуре на којој се мере ови параметри дат је на слици 1.5.2.

У раду Кеслера и др. (Kessler et al, 1977) измерена је поларизација електрона еластично расејаних на атому Хе у интервалу упадних енергија од 150 до 1200 [eV] и опсегу углова расејања од  $20^\circ$  до  $155^\circ$ . Резултати на енергији од 150 [eV] су приказани на слици 4.2.1 и упоређени са дотадашњим мерењима и прорачунима са и без изменске интеракције. Поред слагања на мањим угловима расејања, постоји и неслагање на угловима око  $110^\circ$  како са теоријом тако и са ранијим експериментом.



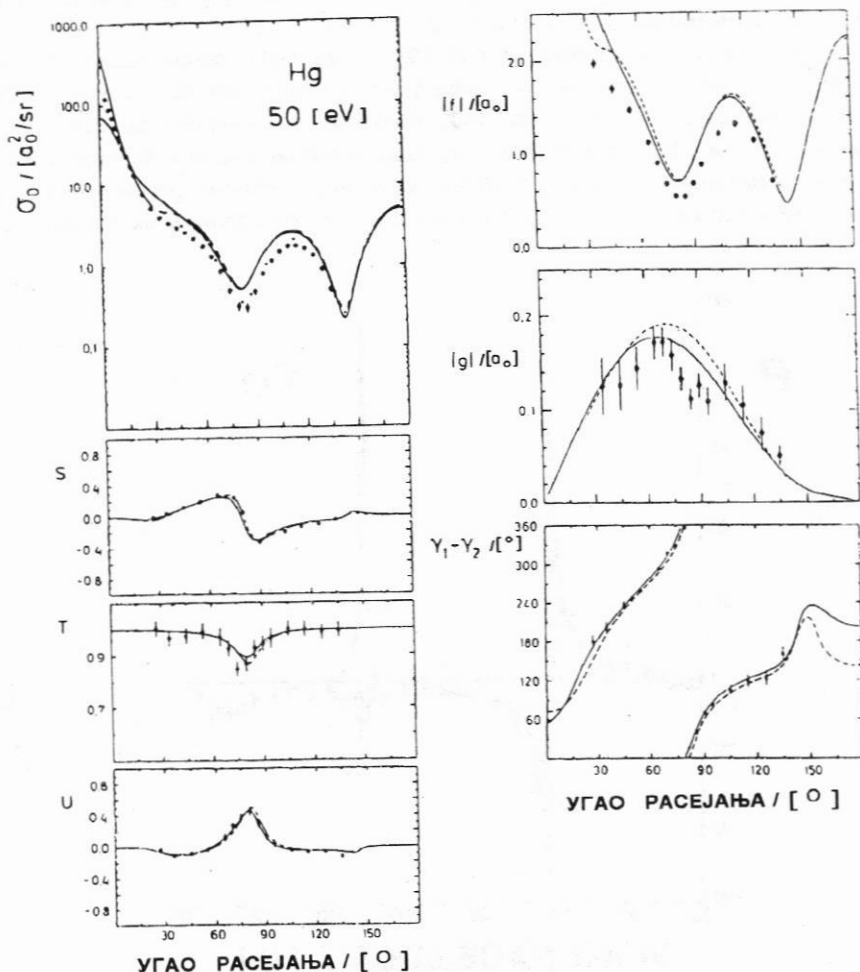
Слика 4.2.1. Мерена поларизација расејаних електрона енергије 150 [eV] у функцији угла расејања на атому Хе. Пуним круговима су означена мерења Кеслера и др. (Kessler et al, 1977),  $\times$  - претходна мерења других аутора, пуном линијом је означен теоријски прорачун са, а испрекиданом без урачунавања изменске интеракције.

У раду Моленкампа и др. (Möllenkamp et al, 1984) измерена је енергијска зависност (од 18 до 360 [eV]) параметара  $S$ ,  $T$  и  $U$  за Хе и Hg за угао расејања од  $80^\circ$ . На основу тих измерених вредности и уз познавање апсолутних диференцијалних



пресека конструисане су вредности модула амплитуда  $f$  и  $g$  као и њихова фазна разлика.

Бергер и Кеслер (Berger and Kessler, 1986) и Холткамп и др. (Holtkamp et al, 1987) мерили су диференцијалне пресеке за еластично расејање и параметре  $S$ ,  $T$  и  $U$  за атом живе при енергији од 50 [eV] те су одредили модуле амплитуда  $f$  и  $g$  као и њихове фазне разлике. Резултати ових мерења су приказани на слици 4.2.2.



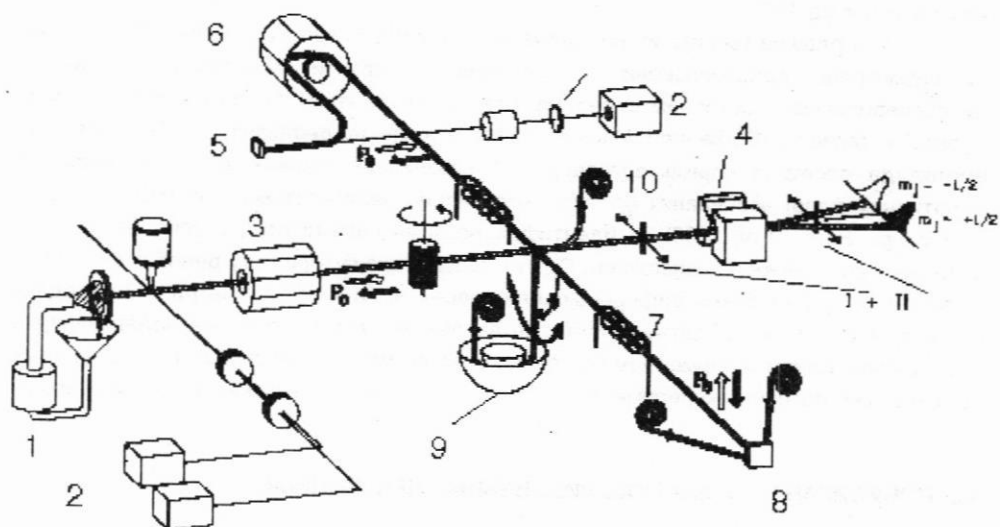
Слика 4.2.2. Диференцијални пресеци за еластично расејање и параметри  $S$ ,  $T$  и  $U$  за  $Hg$  при енергији од 50 [eV] одакле су одређени модули амплитуда  $f$  и  $g$  као и њихова фазна разлика. Пуном (McEachran and Stauffer, 1987) и испрекиданом (Haberland and Fritsche, 1987) линијом су приказани теоријски резултати док су експерименталне тачке добили Berger and Kessler (1986), Holtkamp et al, (1987) и Panajotović et al, (1993).

Сјенкијевић и Бејлис (Sienkiewicz and Baylis, 1991) су прорачунали угаону зависност  $S$ ,  $T$  и  $U$  параметара у опсегу енергија од 40 до 100 [eV] Дирак-Фоковом

методом (Dirac-Fock) за еластично расејање електрона на атому Хе. У прорачун су укључили поларизационе ефекте као и егзактно третирање изменске интеракције.

Посматрајући амплитуде  $f$  и  $g$ , амплитуде директног и спин-флип расејања, уочава се значајна разлика између њих. Амплитуда  $f$  исказује типичну интерферентну слику која одговара учешћу више парцијалних таласа у расејању. Код амплитуде  $g$  интерференција је слабо присутна што указује на постојање само једног доминантног парцијалног таласа. То стога што је спин-орбитна интеракција коју описује амплитуда  $g$ , значајна углавном у унутрашњој области атома, она брзо опада са повећањем растојања од центра расејања. Зато су само електрони малих вредности орбиталног момента импулса  $l$  под утицајем ове интеракције зависне од спина. Са друге стране за електроне са  $l=0$  спин-орбитна интеракција потпуно изостаје, па само парцијални таласи са  $l=1$  и мање  $l=2$  доприносе спински зависним ефектима. Друга значајна разлика је у апсолутној вредности ових амплитуда,  $g$  је скоро за ред величине мања од  $f$ . То је стога што је спин-орбитна интеракција за ред величине слабија од Кулонове.

Посебно занимљиви су експерименти еластичног расејања електрона на атомима цезијума. У серији експеримената урађених у Билефелду (Bielefeld) направљена је импозантна апаратура са могућношћу препарирања поларизованих млазева електрона и атома и комплетном угаonom и енергијском анализом продуката након расејања (сл.4.2.3).



Слика 4.2.3. Схематски приказ апаратуре изграђене у Билефелду за расејање поларизованих млазева електрона на поларизованим атомима цезијума (Raith et al, 1996). Ознаке: 1 - рецикулациона Cs пећ са могућношћу додавања цезијума у вакууму; 2 - два диодна ласера за оптичко пумпање са оба хиперфина нивоа основног стања; 3 - спин флипер атомског млаза; 4 - Штерн-Герлахов магнет за одређивање поларизације атомског млаза  $P_a$ ; 5 - GaAs диода као извор поларизованих електрона; 6 - електростатички електронски монохроматор; 7 - намотаји за промену азимутног угла  $P_e$ ; 8 - полариметар са запречним пољем и Мотовим расејањем на Th фолији за одређивање поларизације млаза електрона; 9 - анализатор расејаних електрона; 10 - детектор јона за мерење јонизационе асиметрије и праћења производа  $P_a P_e$  и за калибрацију енергијске скале.

Лер и др. (Leuer et al, 1995) мерили су еластично расејање неполаризованих електрона на поларизованим атомима Cs при 7 [eV] и установили постојање мале али коначне вредности асиметрије "на лево" и "на десно" (§1.7). Тондера и др. (Tondera et al, 1995) и Рајт и др. (Raith et al, 1996) извршили су мерења на још нижим енергијама, до 2 [eV] на којима су резултати могли да се пореде са опсежним теоријским прорачунима типа "блиског спрезања" (close-coupling). Ови аутори су мерили диференцијални пресек за расејање поларизованих електрона на поларизованим атомима који је представљен изразом

$$\sigma(\theta) = \sigma_u(\theta)(1 + A_1 P_a + A_2 P_e - A_{nn} P_a P_e) \quad (4.2.1)$$

где амплитуде  $A_1$  и  $A_2$  описују ефекте интеракције спина са орбиталним кретањем расејаног електрона ( $A_2$  је за атоме са нултим спином једнака Шермановој функцији за Мотово расејање) док се амплитуда  $A_{nn}$  назива двоструком спинском асиметријом. У овом процесу она описује доминантан спин-спин изменски процес јер је магнетска интеракција два магнетска диполна момента занемарљива у нискоенергијским електронским сударима у којима су таласни пакети и радијални делови таласне функције велики. То је у сагласности са класичном проценом да је количник магнетских сила између два Борова магнетона и електростатичке силе између елементарних наелектрисања пропорционална  $r^{-2}$ , што за растојање од једног Боровог радијуса  $r=a_0$  износи мање од  $10^{-4}$ .

У складу са теоријским радовима Буркеа и Шеја (Burke and Scheu, 1962) у коме су разматрани поларизациони и корелациони ефекти електронског спина у нискоенергијским еластичним сударима електрона на атому водоника, као и у раду Буркеа и Мичела (Burke and Mitchell, 1974) у коме је дефинисано 6 комплексних амплитуда расејања којима одговарају 11 независних параметара (6 модула и 5 релативних фаза) асоцираних одређеним спинским зависностима електрона и атома, Рајт и др. (Raith et al, 1996) су идентификовали 44 параметра доступна мерењу (од којих нису сви линеарно независни). Од тих параметара аутори могу релативно лако да мере 6 и то су релативни диференцијални пресек  $\sigma_u(\theta)$  и пет асиметрија (3 наведене у изразу 4.2.1. и две додатне асиметрије везане за промену вектора поларизације у правцу паралелном и нормалном на правац упадног млаза електрона). Но, још увек се не предлаже потпуни експеримент који би измерио свих 11 независних параметара.

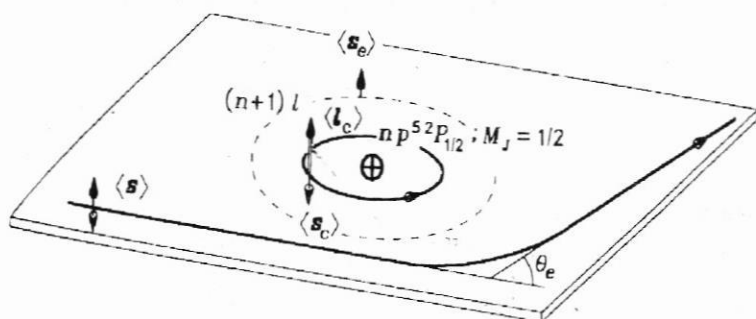
#### 4.3. ПОБУЂИВАЊЕ АТОМА ПОЛАРИЗОВАНИМ ЕЛЕКТРОНИМА

У §1.7 разматран је случај ексцитације финих нивоа атома хелијума и водоника. Показано је да је величина асиметрије,  $A$ , значајна за случај када је могуће раздвојити ексцитацију fine структуре. Ова поларизација заправо потиче од спин-орбитног спрезања унутар атома мете.

Код атома већег редног броја, раздвајање поднивоа услед fine структуре је значајно и може се лако раздвојити у експериментима расејања електрона. За атоме инертних гасова, ксенона и аргона, оно износи 1,31 и 0,67 [eV] за јонски остатак. У нееластичним сударима електрона са атомима, чак и када се занемаре интеракције зависне од спина, може се добити значајна асиметрија у расејању зависно од

оријентације спина упадног електрона (асиметрија спина). Овај ефекат fine структуре потиче од изменске интеракције и унутрашњег спин-орбитног спрезања а може се експериментално опазити ако је спрезање момената импулса у атому добро описано LS спрегом и ако се може експериментално раздвојити финално J стање атома.

Једноставну слику за илустрацију механизма који производи асиметрију спина "горе-доле" у процесу ексцитације атома инертних гасова поларизованим млазом електрона дали су Џонс и др. (Jones et al, 1994, сл.4.3.1). У процесу ексцитације  $np^6 \rightarrow np^5(n+1)l$  створена је шупљина у попуњеној  $np^6$  љусци. У Кулоновој интеракцији могуће је произвести оријентисано јонско језгро  $np^5 \ ^2P$ , тј. пресеци за ексцитацију магнетских поднивоа  $m_l = \pm 1$  јонског  $^2P$  остатка је различито за осу квантизације нормалну на раван расејања. Оријентација орбиталног момента импулса утиче на оријентацију спинског момента импулса јонског остатка ако је финално J стање разлучено (нпр. у конфигурацији  $^2P_{1/2}$  пројекције спинског момента импулса језгра,  $s_c$ , и орбиталног момента језгра,  $l_c$ , су супротни).



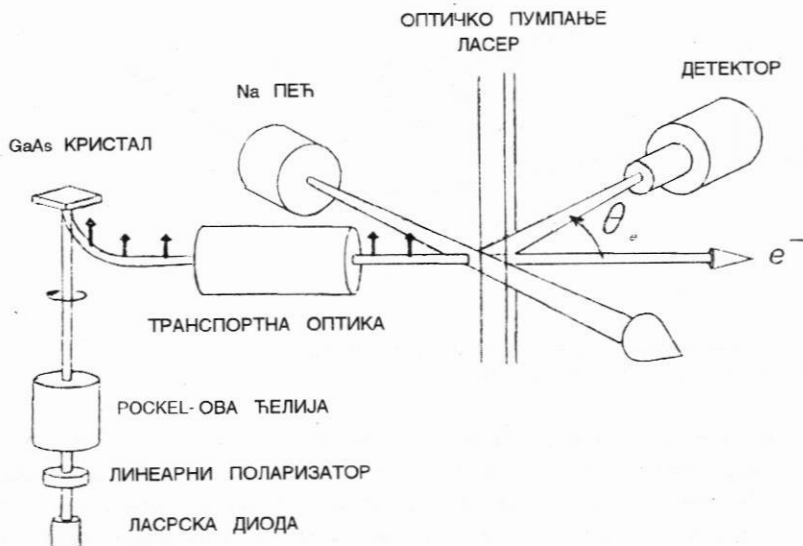
Слика 4.3.1. Једноставна слика спинских ефеката при ексцитацији  $np^5 \ ^2P_{1/2}$   $(n+1)l$  стања масивнијих атома инертних гасова (Jones et al, 1994).

Нека је у процесу ексцитације  $^2P_{1/2}$  јонски остатак потпуно оријентисан, са  $m_l = +1$ . Спин овог стања је тада "на доле", што значи да је спин  $s_e$  ексцитованог  $(n+1)l$  електрона "на горе", јер је почетна  $np^6$  конфигурација имала компензоване спинове. Асиметрије спина ће се јавити јер је и директно и изменско расејање могуће за упадне електроне са спином "на горе" док је за оне са спином "на доле" могуће једино директно расејање. Прве експерименталне резултате ове асиметрије објавили су Димлер и др. (Dümmler et al, 1993; 1995).

Уместо да се посматра ексцитација поднивоа fine структуре атомских нивоа, експериментално је погодније посматрати деексцитацију ових поднивоа претходно популисаних ласерским оптичким пумпањем. Деексцитација се посматра у супереластичном судару тако да се детектују електрони који су након судара повећали своју енергију за износ једнак енергији ексцитације атомског стања. Овај метод испитивања је могућ јер су временски инверзни процеси ексцитације и деексцитације описани истом матрицом расејања (Hertel et al, 1987).

Пионирски експеримент са расејањем електрона на ласерски ексцитованим атомима натријума извели су Хертел и Штол (Hertel and Stol, 1973) и прелиминарне резултате саопштили на међународној конференцији у Београду. Аутори су оптичким пумпањем уз помоћ једномодног ласера са циркуларно поларизованим фотонима ексцитовали атоме натријума. Ласер је био подешен на прелаз из  $3^2S_{1/2}$  ( $F=2, M_F=2$ ) стања у  $3^2P_{3/2}$  ( $F=3, M_F=3$ ) стање. Посматрали су супереластични сигнал и сигнал који одговара нееластичном прелазу  $3^2P \rightarrow 3^2D$ . Детаљно изучавање супереластичног расејања и процеса ексцитације  $3^2P \rightarrow 4^2S$  обавили су Херман и др. (Hermann et al, 1977). Прво мерење поларизације електрона након супереластичног судара са ласерски ексцитованим натријумом су извршили Хане и др. (Hanne et al, 1982).

Прво мерење са поларизованим млазом електрона на побуђеном атому натријума су извршили МекКлиланд и др. (McClelland et al, 1985). Овим радом је отворена нова генерација експеримената расејања поларизованих електрона на атомима у тачно одређеном стању. Посматрајући промене спина у супереластичном расејању на атомима алкалних метала, отворене су могућности изучавања ефеката "фине структуре", изменске и спин-орбитне интеракције и њихове интерференције. Схематски приказ апаратуре коришћене у овим мерењима је приказан на слици 4.3.2.

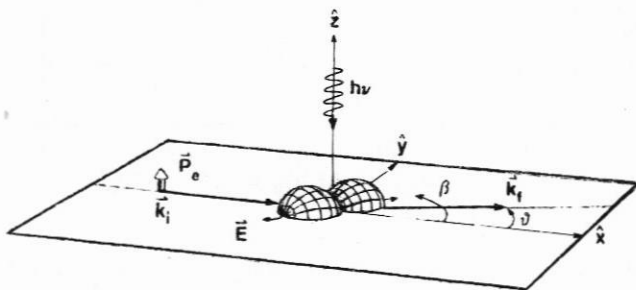


Слика 4.3.2. Схематски приказ апаратуре за мерења супереластичног расејања поларизованог млаза електрона на побуђеним атомима натријума (McClelland et al, 1989).

Поларизовани електрони су добијени фотоемисијом из GaAs диоде са негативним електронским афинитетом. Млаз поларизованих електрона је транспортован помоћу електронске оптике до центра интеракције. Параметри млаза су били: ширина млаза 2 [mm], енергија 10 [eV], струја 1 [ $\mu$ A] и енергијска ширина 0,1 [eV]. Атомски млаз је добијен из ефузионе пећи са параметрима: пречник млаза 4 [mm], густина  $10^{16}$  [атома/ $m^3$ ]. Фреквентно стабилисани ласер подешен на фреквенцију  $3^2S_{1/2}$

( $F=2$ )  $\rightarrow$   $3^2P_{3/2}$  ( $F=3$ ) прелаза производећи значајну популацију ексцитованих атома. Супереластично расејани електрони, који су добили 2,1 [eV] енергије су детектовани уз помоћ каналног електронског мултипликатора. Детектор је имао закочно електрично поље са разлагањем од 0,5 [eV] што је омогућавало да се раздвоје еластично или нееластично расејани електрони. Спин електрона је модулисан на 100 [Hz] променом хелицитета циркуларно поларисане светлости уз помоћ Покелове (Pockel) ћелије на коју су довођени високонапонски импулси у облику четвртки.

Електрони су бројани одвојено за сваку од оријентација спина и након усредњавања одређивана је спинска асиметрија. Типичан одброј супереластично расејаних електрона је варирао од 300 до 20 [Hz]. Оптичко пумпање је извршено линеарно поларизованом ласерском светлошћу, при чему је вариран угао електричног вектора светлосних таласа,  $\vec{E}$ , у односу на правац упадних електрона. На слици 4.3.3. на којој је приказана схематски геометрија судара, овај угао је означен са  $\beta$ . Овај угао дефинише усмереност атомског облака.

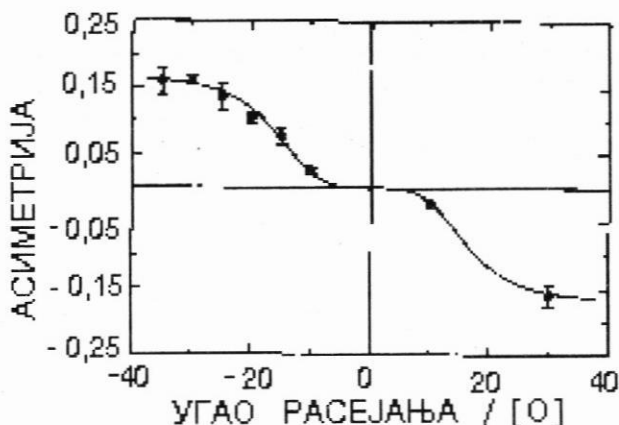


Слика 4.3.3. Схематски приказ геометрије експеримента за мерења супереластичног расејања поларизованог млаза електрона на побуђеним атомима натријума (McClelland et al, 1985).

Пошто су атоми ексцитовани линеарно поларизованом светлошћу то није створена оријентација електронског облака у атому тј. није постигнута поларизација спина јер су створене једнаке популације електрона са позитивним и негативним магнетским поднивоима. Стога се као резултат расејања није очекивала асиметрија ефикасног пресека. Но, управо је мерење поларизације расејаних електрона на позитивним и негативним угловима дало значајну асиметрију (слика 4.3.4).

Појава асиметрије се може објаснити када се посматра не само интеракција спина упадних електрона са спином електрона атома мете или интеракција са сопственим орбиталним моментом импулса, већ када се узме у обзир и интеракција оба орбитална момента импулса (упадног електрона и електрона атома мете) при чему онај други интерагује са својим спинским моментом импулса. Како су атоми припремљени линеарно поларизованом светлошћу у стању описаном таласном функцијом са  $J=3/2$ , то се ексцитовано стање састоји од  $3/8$  сваког од  $M_J=\pm 3/2$  и  $1/8$  сваког од  $M_J=\pm 1/2$  поднивоа. У процесима деексцитације доминираће  $M_J=\pm 3/2$  стања која се састоје било од  $M_L=+1$  стања спрегнутог са  $M_S=+1/2$  спинском таласном функцијом било од  $M_L=-1$

стања спрегнутог са  $M_S = -1/2$  спинском таласном функцијом. Како је због очувања укупног момента импулса, расејање "на лево" и расејање "на десно" зависно од смера вектора момента импулса електронског облака у атому ( $M_L = \pm 1$ ) то се јавља и асиметрија у поларизацији млаза електрона на негативним и позитивним угловима. Теоријски се процес разматра преко комплексних амплитуда расејања и формализма матрица густина стања. Варирањем угла  $\beta$  могуће је одредити и релативне фазе амплитуда расејања (McClelland et al, 1985).



Слика 4.3.4. Асиметрија у супереластичном судару електрона на побуђеним атомима натријума. Линеарна поларизација ласерског зрачења је паралелна са правцем упадних електрона ( $\beta=0$ ). Позитивни углови одговарају расејању на лево а негативни расејању на десно. (McClelland et al, 1985)

#### 4.4. ЈОНИЗАЦИЈА АТОМА ПОЛАРИЗОВАНИМ ЕЛЕКТРОНИМА

Као и у процесима ексцитације, у процесима јонизације атома ударом поларизованим електронима, долази до појаве асиметрије спина због ефеката fine структуре. За млаз електрона вектора поларизације нормалног на раван расејања, асиметрија спина,  $A$ , се може дефинисати као

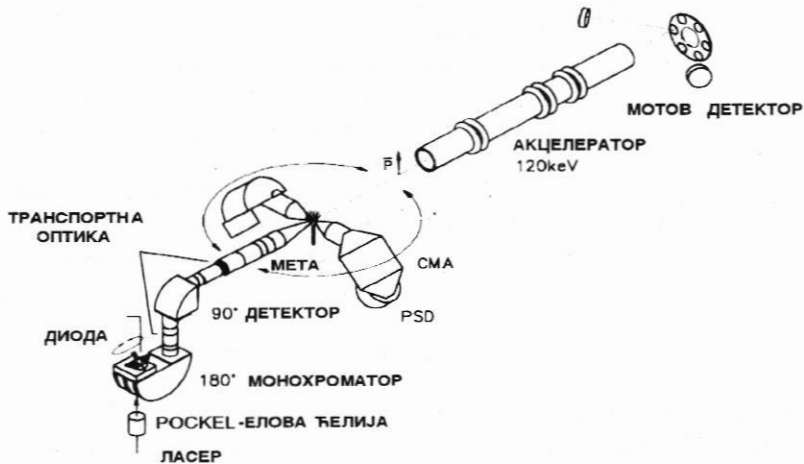
$$A_J = \frac{\sigma_J(\uparrow) - \sigma_J(\downarrow)}{\sigma_J(\uparrow) + \sigma_J(\downarrow)}, \quad (4.4.1)$$

где је  $\sigma_J(\uparrow)$  пресек за расејање електрона са спином "на горе" а  $\sigma_J(\downarrow)$  одговарајући пресек за расејање електрона са спином "на доле". Асиметрија спина биће различита од нуле када год су пресеци за расејање "на доле" и "на горе" различити. Уопштено, нерелативистички ефекти су независни од спина док су релативистички ефекти зависни од спина. Стога се и очекује да кад год су релативистички ефекти значајни да

је присутна и асиметрија спина. Но и када су релативистички ефекти везани за упадни електрон занемарљиви, могуће је опазити асиметрију спина. То су такође ефекти fine структуре. Мадисон и др. (Madison et al, 1996) су дали детаљан приказ ових ефеката. Аутори су израчунали амплитуде расејања за јонизацију атома ксенона при упадној енергији поларизованих електрона од 147 [eV] за случај када је јонски остатак у стању  $J=3/2$  и  $J=1/2$  и то за обе оријентације спина. Прорачуни су дали квалитативно слагање са прелиминарним резултатима експеримента (Granitz et al, 1993).

Процеси јонизације се могу проучавати и у  $(e,2e)$  експериментима где се расејани и избачени електрони детектују у коинциденци. Као резултат добијају се троструко диференцијални пресеци, а они у општем случају зависе од оријентације спина упадног електрона. Хане (Hanne, 1996) разликује два основна механизма која утичу на нееластичне процесе у судару поларизованих електрона са атомима. Први је изменска интеракција због које троструко диференцијални пресек може да зависи од оријентације спина што се описује различитим просторним таласним функцијама за супротне оријентације спина због Паулијевог принципа. Други механизам је спин-орбитно спрезање унутар атома и спин-орбитна интеракција у континууму. Оба ова механизма могу деловати симултано. Могу се разликовати два посебна случаја. Ако је спин-орбитна интеракција укупног система мала тако да не утиче на процес расејања, тада су спински ефекти изазвани само изменском интеракцијом а LS спрезање се одржава у целокупном систему. Други случај је када је LS спрезање у мети јако нарушено, и тада изменска интеракција може бити најзначајнији процес, али се спин-орбитна интеракција електрона у континууму не може занемарити. То је случај код тешких атома или код процеса јонизације из унутрашњих љуски.

Данас још нису могући коинцидентни експерименти са мерењем поларизације електрона након расејања, јер је ефикасност детектора мала да би се добили довољни сигнали. Но, могу се мерити асиметрије спина и то у случају са поларизованим и неполаризованим млазома атома мете. Схематски приказ апаратуре за  $(e,2e)$  експеримент дат је на слици 4.4.1.



Слика 4.4. 1. Схематски приказ апаратуре за мерење асиметрије спина у  $(e,2e)$  експерименту (Dümmmler et al, 1993).



Посебан тип експеримената је везан за мерење пресека за јонизацију поларизованог млаза атома у побуђеном стању ударом електрона. Vušković (1996) разматра јонизацију из основног и побуђеног ЗР стања атома натријума. У условима експеримента само се фракција  $f$  атома налази у побуђеном стању док је део  $(1 - f)$  у основном стању. Како детектор јона не може да разликује јоне настале јонизацијом атома из основног или побуђеног стања, то је потребно експериментално одредити величину  $f$ . Управо је главна предност метода укрштених млазева да се ова фракција може одредити из помераја атомског млаза у равни детектора. Овај померај је пропорционалан средњој вредности силе која делује на атом за време његовог проласка кроз интеракциону запремину. Величина тоталног пресека за јонизацију при упадној енергији електрона која одговара максимуму пресека (око 15 [eV]) је за фактор 3 већа за побуђено ЗР стање од оног за основно стање.

## 5. ЗАКЉУЧАК

Укључивањем поларизационих феномена у разматрање електрон-атомских судара те судара поларизованих електрона са кристалима, допринело је значајном продору ове области. Класични процеси разматрани преко пресека добијених у конвенционалним мерењима дају за слику укупног деловања Кулонове интеракције и интеракција зависних од спина, те је у њима тешко разлучити доприносе појединих интеракција посматраном процесу. Управо је поларизација та физичка величина која је осетљива на интеракције зависне од спина и њеним мерењима могу се издвојити ефекти ових интеракција. Поларизациони феномени су уједно и користан метод за тестирање теоријских модела у којима електрони учествују. Без одговарајуће препарације колизионих партнера и затим пуне анализе након судара, не може се издвојити поједина интеракција. Просторна и спинска оријентација атомских честица утиче на испољавање интеракције те без пуне анализе се добија слика која представља усредњење више ефеката.

Изузетан напредак у техникама рада са поларизованим млазевима електрона је направљен од почетака експеримената до данас. Конструисани су врло ефикасни извори поларизованих млазева на принципу фотоемисије из GaAs диода са негативним електронским афинитетом; постигнута је апсолутна калибрација детектора поларизованих електрона са релативном грешком мањом од  $3 \cdot 10^{-3}$ ; остварене су могућности мерења параметара асиметрије са границом до  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Јоахим Кеслер (Joachim Kessler), један од оснивача и најактивнијих истраживача у области расејања поларизованих електрона, истиче у свом уводном предавању на отварању VIII међународног симпозијума о поларизацији и корелацији у електрон - атомским сударима одржаном у Ванкуверу (Vancouver) 1995. године: "У складу са овим прогресом, број група истраживача и број проблема у којима се истражују поларизовани електрони су драматично порасли. Када сам припремао ово предавање, био сам свестан да већина тема из физике поларизованих електрона не могу бити чак ни поменуте. Заправо, ја чак не могу да поменем ни поља на којима смо ми били активни у прошлости, као што су поларизација у фотојонизацији са свим консеквенцама као што су поларизација у аутојонизацији или Ожеова (Auger) емисија. Чини ме прилично срећним да у овом пољу, и у пољим која не могу да покријем, постоје веома активни истраживачи" (Kessler, 1996).

## ЛИТЕРАТУРА

- Andersen N. and Bartschat K.; *Can.J.Phys.* **74** (1996) 929
- Anderson N, Gallagher J.W. and Hertel I.V.; *Phys.Rep.* **165** (1988) 1
- Bederson B.; *Comments.At.Mol.Phys.* **1** (1969a) 41
- Bederson B.; *Comments.At.Mol.Phys.* **1** (1969b) 65
- Bederson B.; *Comments.At.Mol.Phys.* **2** (1970) 160
- Berger O. and Kessler J.; *J.Phys.B:At.Mol.Phys.* **19** (1986) 3539
- Burke P.G. and Mitchell J.F.B.; *J.Phys.B:Atom.Molec.Phys.* **7** (1974) 214
- Burke P.G. and Schey H.M.; *Phys.Rev.* **126** (1962) 163
- Csanak G. and Cartwright D.C.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **20** (1987) L49
- Davisson C.J. and Germer L.H.; *Phys.Rev.* **30** (1927) 705
- Davisson C.J. and Germer L.H.; *Phys.Rev.* **33** (1929) 760
- Deichsel H.; *Z.Phys.* **164** (1961) 156
- Deichsel H. und Reichert E.; *Z.Phys.* **185** (1965) 169
- Deichsel H. Reichert E. und Steidel H.; *Z.Phys.* **189** (1966) 212
- Dirac P.A.M.; *Proc.Roy.Soc.A* **117** (1928) 610
- Dümmler M, Hanne G.F. and Kessler J.; in **Proc. XVIII ICPEAC, Abstracts of Contributed Papers**, Eds. Andersen T, Fastrup B, Folkmann F. and Knudsen H. (Aarhus Univ. Aarhus, Denmark) 1993. p.144
- Dümmler M, Hanne G.F. and Kessler J.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **28** (1995) 2985
- Fano U.; *Phys.Rev.* **178** (1969) 131
- Farago P.S.; *Rep.Prog.Phys.* **34** (1971) 1055
- Farago P.S.; *Endeavour* **33** (1974) No.120 p.143
- Feigerle C.S, Pierce D.T, Seiler A. and Celotta R.J.; *Appl.Phys.Lett.* **44** (1984) 866
- Filipović D, Pejčev V., Marinković B. and Vušković L.; *Fizika* **20** (1988) 421
- Fletcher G.D, Gay T.J. and Lubell M.S.; *Phys.Rev.A* **34** (1986) 911
- Garwin E, Pierce D.T. and Siegmann H.C.; *Helv.Phys.Acta* **47** (1974) 393
- Gay T.J, Khakoo M.A, Brand J.A, Furst J.E, Meyer W.V, Wijayaratana W.M.K.P. and Dunning F.B.; *Rev.Sci.Instrum.* **63** (1992) 114
- Granitza B, Guo X, Hurn J, Shen Y. and Weigold E.; in **Proc. XVIII ICPEAC, Abstracts of Contributed Papers**, Eds. Andersen T, Fastrup B, Folkmann F. and Knudsen H. (Aarhus Univ. Aarhus, Denmark) 1993. p.201
- Haberland R. and Fritsche L.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **20** (1987) 121
- Hanne G.F.; *Phys.Rep.* **95** (1983) 95 (habilitaciona teza)
- Hanne G.F.; *Can.J.Phys.* **74** (1996) 811
- Hanne G.F. and Kessler J.; *J.Phys.B:At.Mol.Phys.* **9** (1976) 791
- Hanne G.F, Szmytkowski Cz. and Wiel van der M.; *J.Phys.B:At.Mol.Phys.* **15** (1982) L109
- Heinzmann U.; *Appl.Optics* **19** (1980) 4087
- Heinzmann U, Kessler J. and Lorenz J.; *Phys.Rev.Lett.* **25** (1970) 1325
- Heinzmann U, Schäfers F, Thimm K, Wolcke A. and Kessler J.; *J.Phys.B:At.Mol.Phys.* **12** (1979) L679
- Hermann H.W, Hertel I.V, Reiland W, Stamatović A. and Stoll W.; *J.Phys.B:At.Mol.Phys.* **10** (1977) 251

- Hertel I.V. and Stoll W.; in **Electronic and Atomic Collisions**, Vol.I  
*Abstracts of Papers VIII ICPEAC* eds. B.C.čobić and M.V.Kurepa, Institute of Physics,  
Belgrade, 1973, p.321
- Hertel I.V., Kelly M.H. and McClelland J.J.; *Z.Phys.D:At.Mol.Clusters* **6** (1987) 163
- Hodge L.A, Dunning F.B. and Walters G.K.; *Rev.Sci.Instrum.* **50** (1979a) 1
- Hodge L.A, Moravec T.J, Dunning F.B. and Walters G.K.;  
*Rev.Sci.Instrum.* **50** (1979b) 5
- Hughes V.W, Long R.L.Jr, Lubell M.S, Posner M. and Raith W.,  
*Phys.Rev.A* **5** (1972) 195
- Jones S, Madison D.H. and Hanne G.F.; *Phys.Rev.Lett.* **72** (1994) 2554
- Jost K. and Kessler J.; *Phys.Rev.Lett.* **15** (1965) 575
- Jost K. and Kessler J.; *Z.Phys.* **195** (1966) 1
- Kessler J.; **Polarized Electrons**, Springer-Verlag, Berlin, 1985. (second edition)
- Kessler J.; *Rev.Mod.Phys.* **41** (1969) 3
- Kessler J.; *Adv.At.Mol.Opt.Phys.* **27** (1991) 81
- Kessler J.; *Can.J.Phys.* **74** (1996) 863
- Kessler J, Lucas C.B. and Vušković L.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **10** (1977) 847
- Kisker E, Baum G, Mahan A.H. and Raith W.; *Phys.Rev.Lett.* **36** (1976) 982
- Kleinpöppen H.; *Int.J.Quant.Chem.Symp.* **8** (1974) 59
- Kuyatt C.E.; *Phys.Rev.B* **12** (1975) 4581
- Lee C.M.; *Phys.Rev.A* **10** (1974) 1598
- Long R.L.Jr, Raith W. and Hughes V.W., *Phys.Rev.Lett.* **15** (1965) 1
- Lubell M.S.; in **Atomic Physics 5**, Eds. R.Marrus, M.Prior and H.Shugart,  
Plenum Press, New York and London, 1977.
- Leuer B, Baum G, Grau L, Niemeyer R, Raith W. and Tondera M.;  
*Z.Phys.D:At.Mol.Clusters* **33** (1995) 39
- Madison D.H, Kravtsov V.D, Jones S. and McEachran R.P.; *Can.J.Phys.* **74** (1996) 816
- Marinković B.; *Merenje elektrofizičkih karakteristika tankih poluprovodničkih slojeva pomoću galvanomagnetnih efekata*, Diplomski rad, 1980. Univerzitet u Beogradu
- Massey H.S.W. and Mohr C.B.O.; *Proc.Roy.Soc.(London)* **A117** (1941) 341
- McClelland J.J, Kelley M.H. and Celotta R.J.; *Phys.Rev.Lett.* **55** (1985) 688
- McClelland J.J, Kelley M.H. and Celotta R.J.; *Phys.Rev.A* **40** (1989) 2321
- McEachran R.P. and Stauffer A.D.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **20** (1987) 5517
- Mohr C.B.O. and Tassie L.J.; *Proc.Phys.Soc.(London)* **A67** (1954) 711
- Möhlenkamp R, Wübker W, Berger O, Jost K. and Kessler J.;  
*J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **17** (1984) 1107
- Mott N.F.; *Proc.Roy.Soc. (London)* **A124** (1929) 425
- Mott N.F.; *Proc.Roy.Soc. (London)* **A135** (1932) 429
- Motz J.W, Olsen H. and Koch H.W.; *Rev.Mod.Phys.* **36** (1964) 881
- O'Neill M.R, Kalisvaart M, Dunning F.B. and Walters G.K.;  
*Phys.Rev.Lett.* **34** (1975) 1167
- Panjotović R, Pejčev V, Filipović D.M, Konstantinović M, Bočvarski V. and  
Marinković B.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **26** (1993) 1005
- Pauli W.; *Z.Phys.* **43** (1927) 601
- Pierce D.T. and Celotta R.J.; *Nature* **284** (1980) 308

- Pierce D.T, Celotta R.J, Wang G.-C, Unertl W.N, Galejs A, Kuyatt C.E. and Mielczarek S.R.; *Rev.Sci.Instrum.* **51** (1980) 478
- Pierce D.T. and Meier F.; *Phys.Rev.B* **13** (1976) 5484
- Raith W, Baum G. and Tondera M.; *Can.J.Phys.* **74** (1996) 883
- Sienkiewicz J.E. and Baylis W.E.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **24** (1991) 265
- Shelton W.N.; *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* **19** (1986) L257
- Sherman N.; *Phys.Rev.* **103** (1956) 1601
- Shull C.G, Chase C.J. and Meyers F.E.; *Phys.Rev.* **63** (1943) 29
- Spicer W.E.; *Phys.Rev.* **112** (1958) 114
- Tondera M, Baum G, Baum P, Grau L, Leuer B, Niemeyer R. and Raith W.;  
in **The Physics of Electronic and Atomic Collisions** Eds. Dubé L.J, Mitchell J.B.A,  
McConkey J.W. and Brion C, AIP Conference Proceedings 360, AIP Press,  
Woodbury, New York, 1995. p.805
- Vušković L.; *Can.J.Phys.* **74** (1996) 991

# POLARIZED ELECTRON BEAMS

B. Marinković i M. V. Kurepa\*

Institute of Physics, P.O.Box 57 11001 Belgrade, Yugoslavia

## ABSTRACT

We present a review of scattering processes involving polarized electrons by atomic particles. Beside definitions of polarized electron beams and physical observables which describe polarization phenomena, basic interactions such as spin-orbit and exchange, as well as "fine structure" effects defined as the interplay of these two interactions are investigated. A production of polarized electron beams by means of atomic physics and solid state physics techniques is reviewed. Mott polarization analyzer is described. Scattering processes of polarized electron beams by atomic particles including elastic scattering, excitation and ionization are covered. Beside the historic perspective, the newest results in the field as well as the contributions of Yugoslav authors are presented.

---

\* and Physical Faculty, Belgrade University