

UOT 539.12

## NÜVƏ SAHƏSİNDƏ QEYRİ-RELYATIVİSTİK SÜALANMA ÜÇÜN POLYARİZASIYA HADİSƏLƏRİ

İ.M.NƏCƏFOV, M.R.RƏCƏBOV, A.M.QASIMOVA

*Bakı Dövlət Universiteti*

*m\_rajabov@mail.ru*

*İşdə ilk və son elektronun spirallığı və fotonun dairəvi və xətti polarizasiyaları nəzərə alınmaqla prosesin diferensial və integral effektiv kəsikləri hesablanmışdır. Elektronların spin korrelyasiyaları nəzərə alınmaqla prosesdə elektronun spininin geriye dönməsi ehtimalı hesablanmış və bu qrafiki təsvir olunmuşdur. Fotonun xətti polarizasiyaları hesablanmış, polarizasiya dərəcəsi üçün ümumi düstur alınmış və bu düstur qrafiki təsvir edilmişdir.*

**Açar sözlər:** tormozlanma şüalanması, polarizasiya, foton

Sürətlənmiş yüklü zərrəciklərin atom nüvəsinin və digər yüklər sisteminin Kulon sahəsində tormozlanaraq özündən foton ( $\gamma$ -kvant) buraxması prosesi tormozlanma şüalanması adlanır. Tormozlanma şüalanmasının həm kvaziklassik, həm də kvant nəzəriyyəsi mövcuddur. Elektronun tormozlanma şüalanması ilk dəfə təcrübi olaraq 1895-ci ildə Rentgen tərəfindən aşkar edilmişdir. Bu prosesin ilk kvantomexaniki diferensial effektiv kəsiyi 1934-cü ildə Bete-Qaytler və onlardan asılı olmadan Zauter tərəfindən verilmişdir.

Qeyd edək ki, tormozlanma şüalanması və nüvə sahəsində  $e^+e^-$ -cütünün fotodoğulması prosesləri bir tərəfdən yüksək enerjiyə malik polarizəlanmış elektron, pozitron və foton dəstələrinin alınmasının mənbələrindən biridir, digər tərəfdən isə nüvələrin və adronların elektromaqnit strukturunu öyrənmək üçün ən gözəl vasitədir.

Məlumdur ki, sürətləndiricilər texnikasının inkişafı və təkmilləşdirilməsi, yüksək enerjili şüa dəstələrinin alınması, polarizəlanmış zərrəciklər dəstələrindən istifadə olunması imkanlarının artması sürətlənmiş zərrəciklərin mühitlə qarşılıqlı təsirinin eksperimental və nəzəri tədqiqinin inkişafını daha da stimullaşdırır.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz bütün hadisələrdə tormozlanma şüalanması relyativistik və ultrarelyativistik hallarda tədqiq edilmişdir. Bu prosesin qeyri-relyativistik halda tədqiqinə ciddi fikir verilməmişdir. Ona görə də biz qeyri-relyativistik elektronun tormozlanma şüalanmasını və bu prosesdə baş verən

bütün polarizasiya effektlərini nəzəri tədqiq etmişik. Sürətli elektronun digər yüklə (və ya yüklər sistemi ilə) toqquşması zamanı elektronun səpilməsi ilə yanaşı fotonun şüalanması baş verir. Bu prosesdə elektron bir tərəfdən kvantlanmış elektromaqnit sahəsi ilə, digər tərəfdən isə səpici zərrəciyin klassik Kulon sahəsi ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Biz burada səpici sahə olaraq  $Ze$  yükünə malik nöqtəvi nüvəyə baxacağıq.

Elektromaqnit sahəsi və nüvənin Kulon sahəsilə qarşılıqlı təsirdə olan elektron üçün Dirak tənliyi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\left(-\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar c}{i}\vec{\alpha}\vec{\nabla} - \rho_3 mc^2\right)\psi(\vec{r}, t, N) = (V + U + U^+)\psi(\vec{r}, t, N'). \quad (1)$$

Burada,

$$U = \frac{e}{L^{3/2}} \sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{\kappa}} (\vec{\alpha}\vec{a}) e^{-i\kappa t + i\vec{k}\vec{r}}, U^+ = \frac{e}{L^{3/2}} \sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{\kappa}} (\vec{\alpha}\vec{a}^+) e^{i\kappa t - i\vec{k}\vec{r}} \quad (2)$$

elektronun düşən və səpilən elektromaqnit sahəsilə qarşılıqlı təsir enerjisidir,

$$V = -\frac{Ze^2}{r} = -\frac{4\pi Ze^2}{L^3} \sum_{\vec{k}} \frac{e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{\kappa^2}. \quad (3)$$

isə elektronun nüvənin Kulon sahəsilə qarşılıqlı təsir enerjisidir.

Biz Kulon sahəsini Teylor sırasına ayırmışıq. Yuxarıdakı ifadələrdə  $\vec{a}^+$  və  $\vec{a}$  fotonun doğulması və udulması operatorlarıdır,  $N$  və  $N'$  prosesin əvvəlində və sonunda fotonların sayıdır,  $\vec{k} (\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$ -dalğa vektoru,  $L$  - periodiklik kubunun uzunluğudur. Biz fotonun şüalanması ilə maraqlandığımıza görə (1) tənliyində yalnız  $V$  və  $U^+$  hədləri ilə kifayətlənəcəyik:

$$D\psi(\vec{r}, t, N) = (V + U^+)\psi(\vec{r}, t, N'). \quad (1')$$

$$\text{Burada, } D = -\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar c}{i}\vec{\alpha}\vec{\nabla} - \rho_3 mc^2.$$

Tormozlanma prosesi 3-cü tərtib prosesdir ( $e^3$  ilə mütənasibdir) və ona görə (1') tənliyinə elə şəkil verək ki, 3-cü tərtib prosesi hesablamaq mümkün olsun:

$$D\psi(\vec{r}, t, N + 1) = \mathcal{W}^+\psi(\vec{r}, t, N). \quad (4)$$

Burada  $\mathcal{W}^+$  qarşılıqlı təsir enerjisi operatoru

$$\mathcal{W}^+ = U^+ D^{-1} V + V D^{-1} U^+ \quad (5)$$

şəklindədir [11].

(4) tənliyinin həllini

$$\psi = \psi_0 + \psi_3 + \dots \quad (6)$$

sırası şəkildə axtarıyıq. Burada  $\psi_0$  sərbəst tənliyin həllidir:

$$D\psi_0 = 0. \quad (7)$$

(6) sırasını (4) tənliyində nəzərə alsaq:

$$D\psi_3(\vec{r}, t, N + 1) = \mathcal{W}^+ \psi_0(\vec{r}, t, N) \quad (8)$$

olar. (4) də (2) və (3) ifadələrini nəzərə alsaq (8) -i aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$D\psi_3(\vec{r}, t, N + 1) = \sum_{\vec{\kappa}, \vec{\kappa}'} W^+(\vec{\kappa}, \vec{\kappa}') e^{i c \kappa t - i \vec{r} \cdot (\vec{\kappa} + \vec{\kappa}')} \psi_0(\vec{r}, t, N). \quad (8')$$

Bu tənliyi həyəcanlaşma üsulu ilə həll edərək prosesin effektiv kəsiyini hesablaya bilərik.

$$\sigma_{\text{rad}} = \frac{Z^2}{\pi^2} \left( \frac{e^2}{c \hbar} \right)^3 \int \frac{K K' k' \kappa}{k \kappa'^4} \sin \vartheta \sin \theta S^+ S d\vartheta d\theta d\varphi d\varphi' d\kappa. \quad (9)$$

Burada

$$S = -b'^+ \left( \frac{-2(\vec{k} \vec{a}^+) + i(\vec{\sigma} [\vec{\kappa} \vec{a}^+] + \kappa (\vec{a} \vec{a}^+))}{2(K \kappa - (\vec{k} \vec{\kappa}))} + \frac{2(\vec{k}' \vec{a}^+) - i(\vec{\sigma} [\vec{\kappa}' \vec{a}^+] + \kappa (\vec{a} \vec{a}^+))}{2(K' \kappa - (\vec{k}' \vec{\kappa}))} \right) b, \quad (10)$$

$\hbar \vec{k}, \hbar \vec{k}'$  - elektronun əvvəlki və son impulsları,  $\hbar \vec{\kappa}$  - tormozlanma fotonun impulsu,  $\vec{\kappa}' = \hbar \vec{k} - \hbar \vec{k}' - \hbar \vec{\kappa}$  - nüvəyə verilən impuls,  $E$  və  $E'$  - elektronun ilk və son enerjiləri,  $\mathcal{E}_\phi = c \hbar \kappa$  - tormozlanma fotonunun enerjisi,  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ ,  $d\Omega' = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi'$  - elektronun ilk və son cisim bucaqlarıdır [7].

Biz növbəti hesablamaları qeyri-relyativistik hal üçün aparacağıq. Bu halda matris elementini

$$S = b'^+ \frac{((\vec{k} - \vec{k}') \vec{a}^+)}{k_0 \kappa} b$$

Bunu (9) da nəzərə alsaq, onda tormozlanma fotonunun buraxılmasının diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$d\sigma_{\text{rad}} = \frac{Z^2}{\pi^2} \left( \frac{e^2}{c \hbar} \right)^3 \frac{d\kappa}{\kappa} \frac{k' k^2 + k'^2 - 2(\vec{k} \vec{k}') - (\vec{k}' \vec{\kappa}^0)^2 - (\vec{k} \vec{\kappa}^0)^2 + 2(\vec{k} \vec{\kappa}^0)(\vec{k}' \vec{\kappa}^0)}{(k^2 + k'^2 - 2(\vec{k} \vec{k}'))^2} \times \sin \vartheta \sin \theta d\vartheta d\theta d\varphi d\varphi' \quad (11)$$

Bu düstur elektronun tormozlanma şüalanması enerjisinin elektronun sükunət enerjisindən kiçik olan hal (yəni qeyri-relyativistik hal) üçün bütöv rentgen spektrinin şüalanmasını müəyyən edir. Elektronların verilmiş paylanma istiqaməti üçün (yəni  $\vec{k}$  və  $\vec{k}'$  vektorları üçün) şüalanma intensivliyinin maksimumu elektronların hərəkət müstəvisinə (yəni  $(\vec{k}, \vec{k}')$  müstəvisinə) perpendikulyar olan istiqamətdə yerləşir. Bu nəticə, həmçinin şüalanma intensivliyinin maksimumunun təcil istiqamətinə perpendikulyarlığına əsasən klassik nəzəriyyədən də çıxır.

(11) ifadəsini  $\chi$  kəmiyyətinə görə inteqrallasaq, tam effektiv kəsiyi tapa bilərik:

$$d\sigma_{rad} = \frac{16Z^2}{3k^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \ln\left(\frac{k+k'}{k-k'}\right) \frac{d\chi}{\chi} \quad (12)$$

Tormozlanma şüalanmasında polyarizasiya effektlərinin hesablanması çox mühümdür və bu zaman yeni hadisələr, yeni qanunauyğunluqlar, fundamental nəticələr alınır. Relyativistik və ultrarelyativistik tormozlanma şüalanmasında polyarizasiya effektləri hərtərəfli tədqiq edilmiş və təcrübə ilə təsdiq edilən mühüm nəticələr alınmışdır. Lakin qeyri-relyativistik tormozlanma şüalanmasında spin və polyarizasiya effektlərinə kifayət qədər fikir verilməmişdir. Biz bu işdə qeyri-relyativistik tormozlanma şüalanmasında düşən və səpilən elektronun və tormozlanma fotonunun bütün polyarizasiya hallarını ətraflı tədqiq edəcəyik. Aldığımız düsturlardan istifadə edərək prosesdə iştirak edən ilk və son elektronun  $S$  və  $S'$  spin (spirallıq) hallarını və tormozlanma fotonunun sirkulyar ( $l = \pm 1$ ) və xətti polyarizasiyalarını nəzəri araşdırma bilərik.

Elektronun sükunət enerjisinin  $mc^2 = 0,51 \text{ Mev}$  olduğunu nəzərə alsaq, qeyri-relyativistik tormozlanma şüalanmasında zərrəciklərin enerjiləri  $\sim 100 \text{ Kev}$  tərtibində ola bilər. Bu isə kəsilməz rentgen spektrindəki enerjiyə uyğundur. Beləliklə, rentgen borusunda elektronların antikatoda zərbələri nəticəsində alınan rentgen şüaları öz-özlüyündə qeyri-relyativistik tormozlanma şüalanmasıdır.

Əgər zərrəciklərin enerjilərini dalğa ədədləri ilə ifadə etsək, qeyri-relyativistik şərtini aşağıdakı kimi yazma bilərik:

$$k, k', \chi \ll k_0$$

Burada  $k_0 = \frac{mc}{\hbar} \approx 3 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{sm}}$  elektron üçün Kompton dalğa ədədidir. Bu yaxınlaşmada qeyri-relyativistik hal üçün prosesin effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$d\sigma_{ss'}^{q/r} = \frac{Z^2}{2\pi^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{k'}{k} \frac{d\chi}{\chi} \int \left(1 + ss' \frac{\vec{k}\vec{k}'}{kk'}\right) \frac{[(\vec{k}-\vec{k}')^2 - ((\vec{k}-\vec{k}')\vec{x}^0)^2]}{(\vec{k}-\vec{k}')^4} d\Omega' d\Omega \quad (13)$$

İnteqrallamanı əvvəlcə  $d\Omega'$  cisim bucağı üzrə, sonra isə  $d\Omega$  bucağı üzrə aparsaq, bucaqlar üzrə inteqrallandıqdan sonra effektiv kəsik aşağıdakı şəkllə düşür:

$$d\sigma_{ss'}^{q/r} = \frac{4Z^2}{3\pi^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{d\chi}{\chi} \left(2 \ln \frac{k+k'}{k-k'} + ss' \left[ \frac{k^2+k'^2}{kk'} \ln \frac{k+k'}{k-k'} - 2 \right] \right). \quad (14)$$

Bu yeni düstur elektronların spin hallarının korrelyasiyasını, proses nəticəsində spinin dönmə ehtimalının zərrəciklərin enerjisindən asılılığını ifadə edir. Elektronun dönməsi spininin ehtimalına  $W^{(-)}$  desək,

$$W_{ss'=-1} = W^{(-)} = \frac{d\sigma_{ss'=-1}}{d\sigma_{ss'=-1} + d\sigma_{ss'=+1}} = \frac{2 - \frac{(k-k')^2}{kk'} \ln \frac{k+k'}{k-k'}}{4 \ln \frac{k+k'}{k-k'}} = \frac{2 - \frac{(1-\eta)^2}{\eta} \ln \frac{1+\eta}{1-\eta}}{4 \ln \frac{1+\eta}{1-\eta}} \quad (15)$$

olar. Burada  $\eta = \frac{k'}{k} = \frac{\hbar k'}{\hbar k} = \frac{P'}{P} = \sqrt{\frac{T'}{T}}$  kəmiyyəti  $0 \div 1$  intervalında də

yişir. Bu zaman spinin dönmə ehtimalı 50%-dən 0-a qədər azalır. Spinin dönmə ehtimalının nisbi enerjiden asılılığı şəkil 1-də göstərilmişdir.

(14) düsturunu ilk spin üzrə ortalayıb, son spin üzrə cəmləsək  $\left(\frac{1}{2} \sum_{s,s'=\pm 1} d\sigma\right)$  biz Bete-Qaytlerin (12) düsturunu alarıq. Qeyd edək ki,

müxtəlif müəlliflər ultrarelyativistik elektronun spininin maksimum dönmə ehtimalı üçün 33% qiymət aldığı halda, bizim baxdığımız qeyri-relyativistik elektron üçün bu maksimum ehtimal 50% -dir.

Biz göstərdik ki, qeyri-relyativistik elektron tormozlanma şüalanmasında öz spirallığını fotonə verə bilmir və buna görə foton dairəvi polarizasiyaya malik olmur. Lakin bu foton xətti polarizasiyalara malik ola bilər.

Son nəticədə elektronların spirallıqlarını da nəzərə alıqda xətti polarizasiya olunmuş qeyri-relyativistik tormozlanma şüalanmasında elektronların spin hallarını və fotonların xətti polarizasiyalarını nəzərə alan effektiv kəsiklərin ifadələrini tapmış oluruq:

$$d\sigma_{ss'\perp} = \frac{Z^2}{2\pi^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{k'}{k} \frac{d\kappa}{\kappa} \int \left(1 + ss' \frac{\vec{k}\vec{k}'}{kk'}\right) \frac{k'^2 \sin^2 \theta' \sin^2(\varphi - \varphi')}{(\vec{k} - \vec{k}')^4} d\Omega' d\Omega,$$

$$d\sigma_{ss'\parallel} = \frac{Z^2}{2\pi^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{k'}{k} \frac{d\kappa}{\kappa} \int \left(1 + ss' \frac{\vec{k}\vec{k}'}{kk'}\right) \frac{(k \sin \theta - k' \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi'))^2}{(\vec{k} - \vec{k}')^4} d\Omega' d\Omega. \quad (16)$$

Bu yeni düsturlar həm elektronların və həm də fotonların polarizasiyalarını tədqiq etməyə imkan verir.

Biz (16) düsturundakı effektiv kəsikləri toplasaq, yəni xətti polarizasiyalar üzrə cəm aparsaq, (13) düsturunu alarıq:

$$d\sigma_{ss'\perp} + d\sigma_{ss'\parallel} = d\sigma_{ss'} =$$

$$= \frac{Z^2}{2\pi^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{k'}{k} \frac{d\kappa}{\kappa} \int \left(1 + ss' \frac{\vec{k}\vec{k}'}{kk'}\right) \frac{[(\vec{k} - \vec{k}')^2 - ((\vec{k} - \vec{k}')_{\vec{x}^0})^2]}{(\vec{k} - \vec{k}')^4} d\Omega' d\Omega. \quad (17)$$

İndi tormozlanma fotonunun xətti polarizasiya dərəcəsinə araşdıraq. Fotonun xətti polarizasiya dərəcəsi aşağıdakı düsturla hesablanır:

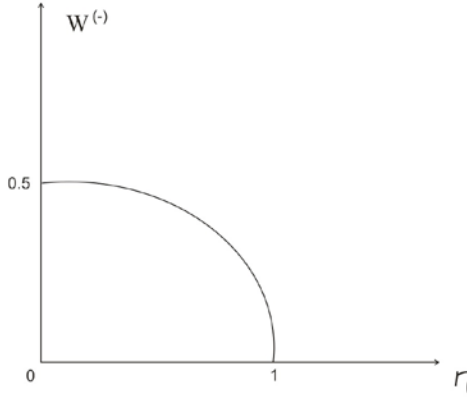
$$P_{x\text{ətti}} = \frac{d\sigma_{\parallel} - d\sigma_{\perp}}{d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp}} = \frac{(s^+s)_{\parallel} - (s^+s)_{\perp}}{(s^+s)_{\parallel} + (s^+s)_{\perp}} = \frac{(k \sin \theta - k' \sin \theta')^2 - 2k'^2 \sin^2 \theta' \sin^2(\varphi - \varphi')}{(\vec{k} - \vec{k}')^2 - ((\vec{k} - \vec{k}')_{\vec{x}^0})^2}. \quad (18)$$

Bu düstur ümumi halda tormozlanma fotonunun xətti polarizasiya dərəcəsinin zərrəciklərin səpilmə bucaqları və enerjilərindən asılı olaraq dəyişməsinə xarakterizə edir. Burada müxtəlif xüsusi hallara baxmaq olar. Fərz

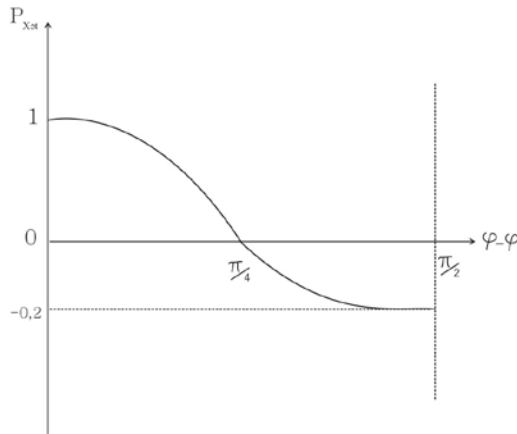
edək ki, elektronların  $\theta$  və  $\theta'$  polyar bucaqları eynidir:  $\theta = \theta'$ . Onda (18) ifadəsi bir az sadələşir:

$$P_{xəttili}(\varphi - \varphi') = \frac{(k - k')^2 - 2k'^2 \sin^2(\varphi - \varphi')}{k^2 + k'^2 - 2kk' \cos(\varphi - \varphi')} \quad (19)$$

paralel polyarizasiya perpendikulyar polyarizasiyanı üstələyir və əksinə,  $\frac{\pi}{2}$ -dən böyük bucaqlarda perpendikulyar polyarizasiya paralel polyarizasiyadan artıq olur.



**Şək. 1.** Tormozlanma şüalanmasında elektronun spininin dönməsi



**Şək. 2.** Xəttili polyarizasiya dərəcəsinin  $(\varphi - \varphi')$  bucağından asılılığı

## ӘДӘБИҮАТ

1. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Физматлит, 1969, с.387-397.
2. Батыгин В.В., Тапдыгин И.Н. Современная электродинамика. М.: Ижевски, 2005, с.232-267.
3. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д. Релятивистская квантовая теория поля. Т. 1, М.: Физматлит, 1978, с. 24-92.
4. Бьеркен Дж. Д., Дрелл С. Д. Релятивистская квантовая теория поля. Т. 2, М.: Физматлит, 1978, 75-84.
5. Вайнберг С. Квантовая теория поля. Т. 1, М.: Физматлит, 2003, с. . 275-285.
6. Вайнберг С. Квантовая теория поля. Т. 2, М.: Физматлит, 2003, с. 252-263.
7. Наджафов И.М., Раджабов М.Р. и др. Исследование влияния распределения заряда ядра и атомных электронов на процесс поляризованного тормозного излучения электрона в кристаллах // изв. РАН, сер. физическая 2009, т. 73, №9, с. 1369-1373.
8. Пескин М., Шредер Д. Введение в квантовую теории поля. М.: Ижевск, 2001, с. 23-30.
9. Райдер Л. Квантовая теория поля. М.: Мир, 1987, с.10-58.
10. Соколов А.А. Введение в квантовую электродинамику. М.: Физматлит, 1958, с.280-292.
11. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Квантовая электродинамика. Московский Университет, 1983, с. 252-263.

### ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ДЛЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЯДЕРНОМ ПОЛЕ

**И.М.НАДЖАФОВ, М.Р.РАДЖАБОВ, А.М.КАСИМОВА**

#### РЕЗЮМЕ

Были получены дифференциальные и интегральные сечения нерелятивистского тормозного излучения электрона в поле ядра с учетом спиральности электронов и поляризации тормозного фотона. Была вычислена вероятность переворота спина электрона в процессе с учетом спиновых корреляций электронов и получена общая формула для степени поляризации фотона.

**Ключевые слова:** тормозное излучение, поляризация, фотон

### THE POLARIZATION EFFECTS OF NON-RELATIVISTIC RADIATION IN THE NUCLEAR FIELD

**I.M.NAJAFOV, M.R.RAJABOV, A.M.GASIMOVA**

#### SUMMARY

In the work, by considering the initial and final helicity of the electron and taking into account the circular and linear polarization of the photon, differential and integral effective cross-sections are calculated. Spin correlations are considered and the reflection probability of the spin of the electron is carried out and this diagramatic representation is pictured. Lincav polarization of the photon is calculated and the degree of polarization is related to the achieved formula and this formula is graphically drawn.

**Key words:** bremsstrahlung, polarization, photon

*Redaksiyaya daxil oldu: 05.08.2012-ci il.*

*Çapa imzalandı: 20.10.2012-ci il.*