

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ

**Студенттер мен жас ғалымдардың
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»
XIX Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XIX Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»**

**PROCEEDINGS
of the XIX International Scientific Conference
for students and young scholars
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»**

**2024
Астана**

УДК 001

ББК 72

G99

«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» студенттер мен жас ғалымдардың XIX Халықаралық ғылыми конференциясы = XIX Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» = The XIX International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024». – Астана: – 7478 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-601-7697-07-5

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 001

ББК 72

G99

ISBN 978-601-7697-07-5

**©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2024**

**QUANTUM DESCRIPTION OF THE EXIT FROM THE ELASTIC CHANNEL IN
THE OPTICAL MODEL**

Nalibay Kanatbek Mukhamedzhanuly

kanatbekati@gmail.com

2-year master's student of the Department of
Nuclear Physics and New Materials,
L. N. Gumilev ENU, Astana, Kazakhstan
Scientific supervisor – N.Amangeldy

In nonrelativistic quantum mechanics, a decrease in the particle flux can be modeled by adding a negative imaginary part $iW(r)$, $W(r) < 0$ to the interaction potential of the nuclei $V(r)$.

The time dependence of the wave function $\Psi(\mathbf{r}, t)$ (in the center of mass system) is determined by the nonstationary Schrodinger equation

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) + iW(r) \right] \Psi(r, t), \quad (1.1)$$

and the complex conjugate equation for $\Psi^*(\mathbf{r}, t)$

$$-i\hbar \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) - iW(r) \right] \Psi^*(r, t), \quad (1.2)$$

here μ - is the reduced mass of colliding particles with masses m_1, m_2

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (1.3)$$

\mathbf{r} is the vector of their relative distance. Multiply both parts of equation (1.1) by the complex conjugate function Ψ^* , and both parts of equation (1.2) by Ψ and subtract the second equation from the first. As a result, we obtain a continuity equation describing the absorption of particles

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(j) = \frac{2}{\hbar} W(r) \rho < 0, \quad (1.4)$$

where $\rho(\mathbf{r}, t) = \Psi^* \Psi$ is probability density, $j(\mathbf{r}, t)$ is a vector of probability flux density

$$j(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{2im} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = \frac{\hbar}{m} \text{Im}(\Psi^* \nabla \Psi), \quad (1.5)$$

The relative rate of absorption of particles is equal to

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{2}{\hbar} W(r) < 0, \quad (1.6)$$

Relative decrease in the number of particles with velocity v per unit trajectory length s

$$\frac{dP}{ds} = -\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{v\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{2}{v\hbar} W(r) < 0 \quad (1.7)$$

Thus, the imaginary part of the interaction potential of the nuclei is related to the free path length by the ratio

$$\lambda(r) = -\frac{\hbar v}{2W(r)} > 0 \quad (1.8)$$

For a free path length depending on r , the probability of a particle “surviving” on a trajectory with a path length s will be determined by the expression

$$P_{\text{Surv}}(s) = \exp\left(-\int \frac{ds}{\lambda(r)}\right). \quad (1.9)$$

The model in which the interaction of a particle with a nucleus is approximated by the effective “refractive” potential $V(r)$ and the “absorbing” potential $W(r)$ (reducing the flow of elastically scattered particles due to their exit into other reaction channels) is called the optical model of nuclear reactions [3, 4]. It was proposed in 1954 by Feshbach, Porter and Weiskopf. In this model, the core can be represented as a “refractive translucent spherical lens” with a complex refractive index

$$n = \sqrt{1 - \frac{V+iW}{E}} = \text{Re}(n) + i\text{Im}(n) \quad (2.1)$$

When considering the scattering problem in a stationary formulation, the wave function of the relative motion of scattered particles with an asymptotic momentum $p=\hbar k$, (k wave vector) and energy in the laboratory system $E_{lab} = p^2/2m_1$ (in the center of mass system, the energy is $E_{c.m} = E_{lab}/(1 + m_1/m_2)$) satisfies the Schrodinger equation with an optical potential $U(r) = V(r) + iW(r)$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta\Psi_k + [V(r) + iW(r) - E]\Psi_k(r) = 0 \quad (2.2)$$

A rigorous justification for the introduction of the optical potential is given in the multichannel quantum scattering theory [5].

The interaction potential of nucleons and spherical light projectile nuclei with spherical target nuclei is central $V(r) = V_C(r) + V_N(r)$ and includes Coulomb V_C and nuclear V_N parts [2 - 4, 6, 7]. Absorption is usually assumed to be either volumetric in the form of a Woods-Saxon potential

$$W(r) = \frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)}, \quad (2.3)$$

or the surface potential of Woods-Saxon

$$W(r) = -4a_W W_0 \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)} \quad (2.4)$$

The values of the parameters $W_0 < 0$, $R_W = r_{0W} \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right)$, a_W , as well as similar parameters $V_0 < 0$, $R_V = r_{0V} \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right)$, a_V for V_N are determined by selecting the theoretical differential cross section of elastic scattering with experimental data for a given pair of projectile-target nuclei to ensure the best agreement [2-7]. It was found that $R_W \approx R_V$, $a_W \approx a_V$, $|W_0| \ll |V_0|$ and the values of $|W_0|$ also increase with increasing energy (approximately from 3 to 20 MeV), [2, 8, 16].

In the central field, the decomposition of the wave function $\Psi_k(r)$ is used for partial waves with orbital moments $l=0,1,\dots$ [2, 6]

$$\Psi_k(r) = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) A_L \Psi_{k,L}(r) P_L \cos(\theta) \quad (2.5)$$

where P_L - are Legendre polynomials [7], and the Oz axis is chosen in the direction of the wave vector k . The asymptotics of the total wave function at $r \rightarrow \infty$

$$\Psi_k(r, \theta) = \exp[ikr \cos\theta + i\eta \ln(kr - kr \cos\theta)] + (f_C(\theta) + f_N(\theta)/r) \exp[i(kr - \eta \ln 2kr)] \quad (2.6)$$

It is a superposition of an incident wave distorted by a long-range Coulomb potential (the first term) and a scattered divergent spherical wave. Here $\eta = \mu Z_1 Z_2 e^2 / k \hbar^2$ - Coulomb parameter (Sommerfeld parameter), $f_C(\theta)$ and $f_N(\theta)$ - Coulomb and nuclear scattering amplitudes, respectively $Z_1 e$, $Z_2 e$ - charges of the target particle and nucleus, energy in the center of mass system $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$. The Coulomb scattering amplitude is known explicitly,

$$f_C(\theta) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \frac{1}{\sin^2 \theta / 2} \exp \left\{ -i\eta \ln \left(\frac{\sin^2 \theta}{2} \right) + i\pi + 2i\sigma_0 \right\} \quad (2.7)$$

$$\sigma_0 = \arg \Gamma(1 + i\eta) \quad (2.8)$$

The corresponding scattering cross section

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = |f_C(\theta)|^2 = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \sin^{-4}\theta/2 \quad (2.9)$$

it exactly coincides with the classical formula of the scattering cross section by the Coulomb field (Rutherford cross section). The nuclear scattering amplitude $f_N(\theta)$ is equal to

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \exp(2i\sigma_L) [\exp(2i\delta_L) - 1] P_L(\cos\theta) \quad (3.1)$$

where are the values

$$\sigma_L = \arg\Gamma(L+1+i\eta) \quad (3.2)$$

they are called Coulomb phases, and the values of δ_L are called partial scattering phases (phase shifts).

The meaning of the scattering δ_L phases can be demonstrated by the example of a short-range potential. Without Coulomb repulsion (including $\eta = 0$, σ_L , $f_C(\theta) \equiv 0$) the asymptotic form of the total wave function at $r \rightarrow \infty$ is a superposition of the incident plane wave $\exp(ikr\cos(\theta))$ and diffuse divergent spherical wave

$$\Psi_k(r, \theta) = \exp(ikr\cos\theta) + \frac{f_N(\theta)}{r} \exp(ikr), \quad r \rightarrow \infty \quad (3.3)$$

The incident plane wave can be decomposed into partial waves

$$\exp(ikz) = \exp(ikr\cos\theta) = \sum_{L=0}^{\infty} i^L (2L+1) j_L(kr) P_L(\cos\theta) \quad (3.4)$$

where $j_L(kr)$ - are spherical Bessel functions. Graphical representations of three partial waves $j_L(kr)P_L(\cos\theta)$ with $L=0,1,2$ are shown in Fig. 1.

For large values of r , the radial dependence of partial waves for free motion is determined by sinusoids $\sin(kr - \frac{\pi L}{2})$ (see Fig. 2 for $L=0$)

$$\exp(ikr\cos\theta) \approx \frac{1}{kr} \sum_{L=0}^{\infty} i^L (2L+1) \sin\left(kr - \frac{\pi L}{2}\right) P_L(\cos\theta), \quad r \rightarrow \infty \quad (3.5)$$

Away from the scattering center, the radial dependence of partial waves is determined by sinusoids $\sin(kr - \frac{\pi L}{2} + \delta_L)$, shifted in phase by magnitudes δ_L is relative to the sinusoids for free movement.

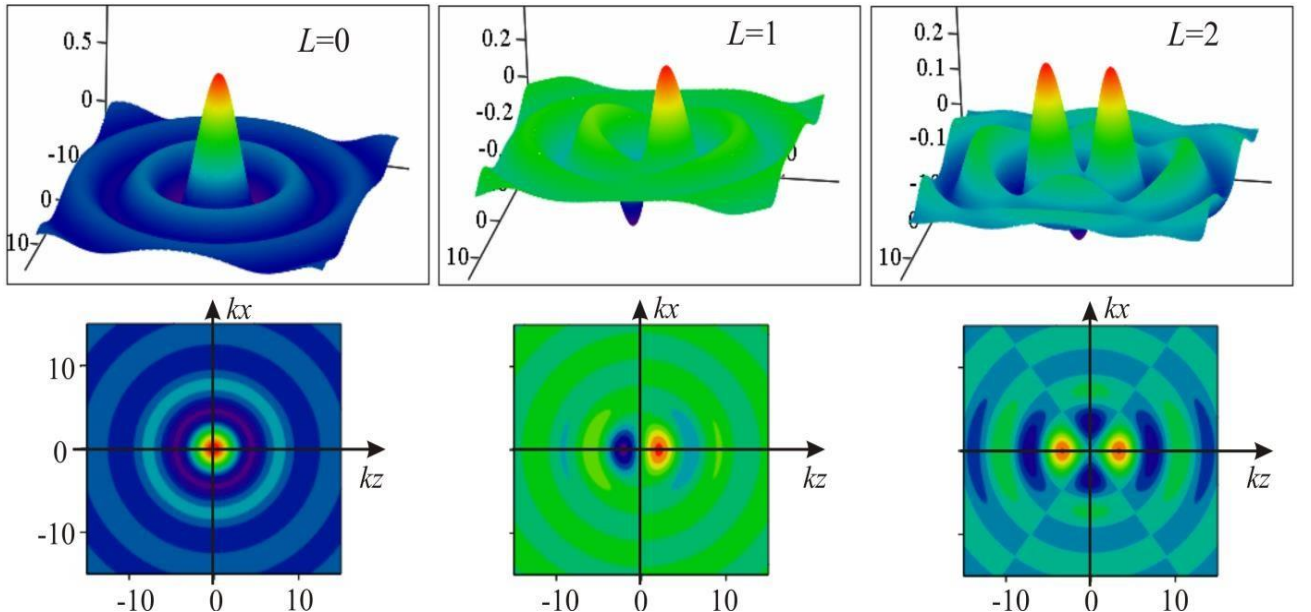


Figure 1. Graphical representations of three partial waves $j_L(kr)P_L(\cos\theta)$ with $L=0,1,2$.

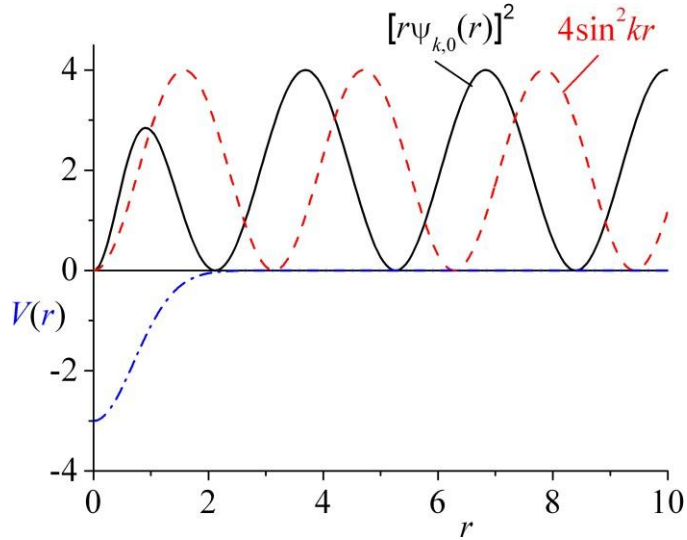


Figure 2. An example of a phase shift of δ_0 (for the so-called s-scattering [2]) in a real short-range potential (dashed line), dependence graphs $|r\psi_{k,0}(r)|^2$ for scattering (solid curve) and free motion (dashed curve), $|r\psi_{k,0}(r)|^2 \rightarrow 4\sin^2(kr + \delta_0)$ at $r \rightarrow \infty$. Solving a model problem in a system of units, where $\hbar = 1$, $\mu = 0.5$ for the potential $V(r) = -3 \exp(-r^2)$ and $k = 1$.

In the presence of an imaginary part of the potential, the phase shift is a complex number $\delta_L = \xi_L + i\gamma_L$. The phases δ_l are calculated by numerically solving the radial Schrodinger equations for partial waves with coefficients $A_L = i^L \exp(i\sigma_L)$ in the formula 2.5. If the nuclear part of the potential includes spin-orbit interaction [6, 8]

$$V_N(r) = -V_C f(r) - iW_C g(r) + \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 (V_{SO} + iW_{SO}) \left(\frac{1}{r} \frac{df}{dr}\right) (\sigma \cdot L) \quad (3.6)$$

where σ - are Pauli matrices, L is the orbital moment operator, then states with quantum numbers of the total moment $j = L \pm 1, 2$ have various phase shifts that complicate the expression of the nuclear scattering amplitude.

The scattering amplitude and the differential scattering cross section are equal [2-5]

$$f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta), \quad (3.7)$$

References

1. Давыдов А.С. Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 703 с.
2. A.R. Barnett, D.H. Feng, J.W. Steed and L.J.B. Goldfarb. Coulomb Wave Functions for all real η and ρ . Comp. Phys. Comm... 8 (1974) 377 – 395.
3. Фрауэнфельдер, Г. Субатомная физика. /Г. Фрауэнфельдер, Э. Хэнли. М.:Мир. 1979. 736 с.
4. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969, 756 с.
5. Загребав В. И. Ядерные реакции с тяжелыми ионами. Дубна. УНЦ ОИЯИ. 2016. 184 с.
6. Тэйлор Дж. Теория рассеяния. Квантовая теория нерелятивистских столкновений. М. Мир 1975. 565 с.
7. C. Bardin, Y. Dandeu, L. Gauthier, J. Guillermin, T. Lena and J.-M. Pernet, H.H. Wolter and T. Tamura. Coulomb Functions in Entire (η, ρ) – plane. Comp. Phys. Comm. 3 (1972) 73 – 87

8. K. S. Kolbig. Remarks on the Compilation of Coulomb Wave Functions. Comp. Phys. Comm. 4(1972) 214 – 220.
УДК 621.499. 681.528.2

²⁴¹Am РАДИОИЗОТОПЫ НЕГІЗІНДЕГІ ЖОҒАРЫ ЭФФЕКТИВТІ РАДИОИЗОТОПТЫҚ ТЕРМОЭЛЕКТРЛІК ГЕНЕРАТОРЛАР ӨЗІРЛЕУ

Орынжай Нұркөктем Саматқызы
nurkoktemorynzhay@gmail.com

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық Университетінің физика-техникалық факультеті 7M05305 – «Ядролық физика» мамандығының 2-курс магистранты, Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекшісі: Кутербеков Кайрат Атажанович

Салауатты және таза энергияны қамтамасыз ету бүгінгі күннің басты мәселелерінің бірі болып табылады. Қазба отындары қазіргі уақытта әлемдік энергия өндірісіне үлкен үлес қосуда. Бұл энергия көздері қоршаған ортаны ластайды, парниктік газдар шығарады, сонымен қатар бірнеше онжылдықта таусылады [1].

Болашақ ұрпақ үшін әлемде тұтынылатын энергия мөлшерін азайту өте маңызды және бұған тек технологиялық прогресс пен әртүрлі жаңартылатын энергия көздерін пайдалану арқылы қол жеткізуге болады. Осы әртүрлі энергия көздерінің ішінде термоэлектр энергиясы қазір болашаққа ортақ және перспективалы балама энергия көзіне айналуға [2].

Термоэлектрлік материалдар жылу ағынын электр энергиясына айналдырудың (Зеебек эффектісі) және керісінше (Пельтье эффектісі) ерекше қабілетіне ие. Оларды пайдалану барған сайын қызықты бола түсуде, өйткені олар қалдықтардың энергиясын қайта пайдаланудың артықшылықтарын ұсынады. Бұл өнеркәсіптік немесе автомобиль көлігі шығаратын жылуды электр энергиясына айналдыруды, жүйенің тиімділігін арттыруды және пайдалану шығындары мен қоршаған ортаның ластануын азайтуды білдіреді. Термоэлектрлік құрылғылар ерекше сенімділікпен, үнсіздікпен ерекшеленеді және діріл тудырмайды, өйткені олар жұмыс істеуі үшін механикалық энергияның үлесін қажет етпейді [3]. Осы себептерге байланысты термоэлектрлік жүйелер технологиясын дамыту үшін жаңа материалдарды қолдану арқылы үлкен күш жұмсалды. 1960 жылдары осы саладағы ең маңызды зерттеу бағдарламалары жартылай өткізгіш материалдарды қолдану арқылы жүргізілді.

Ядролық батареялар ретінде РИТЭГ-лар 20 ғасырдың басында зерттеушілердің (Moseley and Harling, 1913) назарын аударған болатын, ұзақ және дербес қуат көзін қамтамасыз ету факторының арқасында әлі күнге дейін назар аударуды жағастыруда [4]. Ядродан электр энергиясын алудың әртүрлі технологиялары бар: термоэлектрлік, термофотоэлектрлік, зарядтың тікелей жинақталуы, термоэмиссия, сцинтилляциялық аралық өнімдер және альфа, бета-вольтаикалар энергиясын тікелей түрлендіру. Соңғы қырық жыл ішінде ядролық батареялардың басым технологиясы радиоизотоптардың ыдырауынан жылу энергиясын Зеебек эффектісі арқылы электр энергиясына айналдыратын радиоизотоптық термоэлектрлік генератор (РИТЭГ) болды.

Радионуклидтер – бұл 10^6 МДж/кг шамасында өте жоғары меншікті энергиясымен танымал тұрақты энергияның ерекше түрі. Электрохимиялық батареялармен немесе қазба отын қозғалтқыштарымен салыстырғанда радиоизотопты электр генераторы бірнеше онжылдықтар бойы бір зарядта жұмыс істей алады. Юпитерден тыс планетааралық және жұлдызаралық ғарыштық зондтардағы зерттеулер үшін атом энергиясын пайдалану күн энергиясы жеткіліксіз болған кезде ғылыми құралдарды, антенналарды және байланыс жүйелерін басқарудың жалғыз шешімі болып көрінеді. Радиоизотопты генераторлар планеталар бетіндегі Марс атмосферасында Curiosity роверін қуаттандыру үшін пайдаланылды. Ол сондай-ақ полярлық аймақтарда, қалқымалы қалтқылардың бақылауынсыз