ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

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

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2023»
XVIII Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XVIII Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2023»

PROCEEDINGS
of the XVIII International Scientific Conference
for students and young scholars
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2023»

2023
Астана

УДК 001+37
ББК 72+74
G99

«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2023» студенттер мен жас ғалымдардың XVIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XVIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2023» = The XVIII International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2023». – Астана: – 6865 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-601-337-871-8

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+37
ББК 72+74

ISBN 978-601-337-871-8

тұрғыдан дұрыс мәндерге алып келуі керек. Ескерту ретінде оптикалық потенциалдың нақты бөлігін көлем бойынша интегралдай отыра, шектеу геометрия және сіңіру бөлігі сияқты басқа да параметрлердің аз анықталуына алып келуі мүмкін. Тікелей серпімді емес реакциялар мен тасымалдау реакцияларында оларды қолдана отырып, біздің формуламен берілген ReJ мәндеріне артықшылық береалуымыз керек. Мұндай мысал Wada [12] Zr изотоптарында 21,5 МэВ-та дейтрондардың серпімді емес шашырауы бойынша жұмыс істейді, мұнда біздің нәтижелерімізге сәйкес келетін нақты потенциалдар жиынтығы болып келеді.Бұл жұмыс бір нуклонға 50 МэВ дейінгі энергия диапазонында нуклондардан ^{6}Li-ға дейінгі жарық снарядтары үшін оптикалық потенциалдың нақты бөлігінің көлемдік интегралдарын сипаттау үшін қарапайым формулада көптеген эксперименттік және теориялық ақпаратты синтездейді.[13] Серпімді шашырау мен тікелей реакцияларды одан әрі талдау кезінде осы формула параметрлердің физикалық маңызды аймағымен шектелуге мүмкіндік беретін пайдалы шектеуді қамтамасыз етеді. Осы формуланың теориялық тұжырымы өте қажет, өйткені ол ядролық күштердің табиғаты туралы дәлірек ақпарат береді.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Cage, M.E., Cole, A.J., Pyle, G,J.: Nucl. Phys. A201, 418 (1973) Chang, H.H., Ridley, B.W., Braid, T.H., Conlon, T.W., Gibson, E.F., King, N.S.P.: Nucl. Phys. A297, 105 (1978)
2. Goldberg, D.A., Smith, S.M.: Phys. Rev. Lett. 29, 500 (1972) Goldberg, D.A., Smith, S.M., Burdzik, G.F,: Phys. Rev. C10, 1362 (1974) Goldberg, D.A., Smith, S.M., Pugh, H.G., Roos, P.G., Wail, N.S.: Phys. Rev. C7, 1938 (1973)
3. Trost, H.J., Schwarz, A., Feindt, U., Heimlich, F.H., Heinzel, S., Hintze, J., Korber, F., Lekebusch, R., Lezoch, P., Mock, G., Paul, W., Roick, E., Wolff, M., Worzeck, J., Strohbusch, U.: Nucl. Phys. A337, 377 (1980)
4. Gubler, H.P., Kiebele, U., Meyer, H.O., Plattner, G.R., Sick, I.: Nucl. Phys. A351, 29 (1981)
5. Lezoch, P., Trost, H.J., Strohbusch, U.: Phys. Rev. C23, 2763 (i981)
6. Jeukenne, J.P., Lejeune, A., Mahaux, C.: Phys. Rev. C16, 80 (1977)

ӘӨЖ 539.17

БҰРМАЛАНҒАН ТОЛҚЫНМЕН БОРН ЖУЫҚТАУЫНДАҒЫ КЕРІ ШАШЫРАУ

Жандарбек Ақбота Бекжанқызы
akbota.zhandarbek01@gmail.com
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, «Ядролық физика» мамандығының
1-курс магистранты, Астана, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – Кутербеков Қ.А.

Қарапайым механизмдерді сипаттау үшін 50-ші жылдардың ортасында бұрмаланған толқын әдісі (MEV) немесе бұрмаланған толқын Борн жуықтауы (DWBA) дамыды. Бұл тікелей ядролық реакцияларды сипаттайтын жалғыз модель болмаса да, ең көп таралған. Ядролық реакцияларды зерттей отырып, серпімді шашырау жағдайындағыдай, өзара әрекеттесетін бөлшектердің ішкі құрылымын елемеуге болмайды. Бұрмаланған толқын Борн жуықтауы сипатталған. Ішкі өрісті қарапайым тәуелділікпен бағалай отырып, DWBA-ны әдеттегі Борн инверсиясымен бірдей формадағы инверсия алгоритміне айналдыруға болатындығы көрсетілген.

D аймағындағы жинақы субстраттың V потенциалы бойынша ψ скаляр толқындарының шашырауы үшін бізде

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(r, k\hat{r}_0) = k^2 v(r)\psi(r, k\hat{r}_0) \quad (1)$$

мұндағы r_0 түсу өрісінің бағытын анықтайды. Барлық жерде біз k толқындық саны барлық өлшемдер үшін бекітілген деп есептейміз. $G_0(r_0, r,)$ Гриннің бос кеңістік функциясын пайдаланып[2],

$$G_0(r, r_1) = [exp(ik|r - r_1|,)]/(4\pi|r - r_1|) \quad (2)$$

(1) теңдеуді ψ үшін интегралдық теңдеу ретінде жазуға болады,

$$\psi(r, k\hat{r}_0) = \psi_0(r, k\hat{r}_0) + k^2 \int_D G_0(r, r_1)V(r_1)\psi(r_1, k\hat{r}_0)\, dr_1 \quad (3)$$

мұндағы ψ_0 қанағаттандыратын оқиға өрісі

$$(\nabla^2 + k^2)\psi_0(r, k\hat{r}_0) = 0. \quad (4)$$

асимптотикалық шегі үшін $|r| \to \infty$, шашыраңқы өріс, $\psi_s = \psi - \psi_0$, беріледі

$$\psi_s(r, k\hat{r}_0) = \kappa^2[exp(ikr)/4\pi r]f(k\hat{r}, k\hat{r}_0) \quad (5)$$

мұндағы $(k\hat{r}, k\hat{r}_0)$ – шашырау амплитудасы

$$f(\hat{r}, k\hat{r}_0) = \int_D exp\,(-ik\hat{r} \cdot r_1)V(r,)\psi(r_1, k\hat{r}_0)dr_1. \quad (6)$$

Борнның бірінші жуықтауы (BA) $\psi = \psi_0$, D-де (3) теңдеуінен потенциалдың өлшемдері аз немесе әлсіз шашыраңқы деп болжайды. BA шегінде шашырау амплитудасы содан кейін беріледі.

$$f^{BA}(k\hat{r}, k\hat{r}_0) = \int_D exp\,(-ik\hat{r} \cdot r_1)V(r,)\psi_0(r_1, k\hat{r}_0)dr_1. \quad (7)$$

(7) теңдеуді f деректері бойынша V -ді қалпына келтіретін, бірақ потенциал Борнға жуықтау талаптарын қанағаттандырған кезде ғана жарамды (яғни дәл қайта құруды қамтамасыз ететін) инверсия алгоритмдерінің[1] негізі ретінде пайдалануға болады. Инверсия алгоритмдерінің екі негізгі класы бар: Фурье интерполяциясы және кері таралу. Бірінші жағдайда деректер мәндері потенциалмен байланысты Фурье аймағындағы жартылай дөңгелек доғаларға тікелей орналастырылады. Олар потенциалды қалпына келтіру үшін фурьені кері түрлендірмес бұрын тұрақты торға интерполяцияланады. Кері тарату-бұл тиісті Грин функциясын қолдана отырып, деректер тікелей объект доменіне жіберілетін әдіс. Бұл кеңістіктік операция Фурье интерполяциясына толығымен тең. Сонымен қатар, тек төменгі жиілікті сүзу арқылы V баллды қалпына келтіруге болады, яғни ψ_0 жиіліктің монохроматикалық жазық толқыны болған кезде k, деректер Фурье түрлендіру элементтеріне сәйкес келеді V кеңістіктік жиіліктер үшін потенциал $|K| \leq 2k$ болуы мүмкін бұрмаланған толқын Борн жуықтауы алынады.

Бұрмаланған толқынмен Борн жуықтауы потенциалды келесі түрде жазуға болатын кезде алынады

$$V(r) = V_1(\mathrm{r}) + V_2(\mathrm{r}) \quad (8)$$

және V_1 шамалы V_2 бұзылуының фоны ретінде қарастырылады (V потенциалы, әдеттегі Борн жуықтау тұжырымдамасында нөлге дейін бұзылудың фоны болып табылады).

(Түскен өріс $\psi_0(r, k\hat{r}_0) = exp(ik\hat{r}_0 \cdot r)$ жазық толқыны деп есептегенде) (4) - дегі шашырау амплитудасы келесідей анықталады[2][3]

$$f(k\hat{r}, k\hat{r}_0) = f_1(k\hat{r}, k\hat{r}_0) + f_2(k\hat{r}, k\hat{r}_0) \quad (9)$$

$$f_1(k\hat{r}, k\hat{r}_0) = \int_D exp\,(-ik\hat{r} \cdot r_1)V_1(r_1)\psi_1(r_1, k\hat{r}_0)dr_1 \quad (10)$$

$$f_2(k\hat{r}, k\hat{r}_1) = \int_D \psi_1\,(r_1 - k\hat{r})V_2(r_1)\psi(r_1, k\hat{r}_0)dr_1 \quad (11)$$

мұндағы ψ_1-теңдеуді қанағаттандыратын $V_2 = 0$ жағдайының өрісі

$$(\nabla^2 + k^2 - k^2V_1(r))\psi_1(r, k\hat{r}_0) = 0 \quad (12)$$

$$\psi_1(r, k\hat{r}_0) = \psi_0(r, k\hat{r}_0) + k^2 \int_D G_0(r, r_1)V(r_1)\psi_1(r_1, k\hat{r}_0)\, dr_1 \quad (13)$$

Бұрмаланған толқындық Борн (DWBA) жуықтауы, дәл BA-ға ұқсас, ψ-ді D ішіндегі өріске жуықтаумен алмастырады, бұл жағдайда ψ_1 (11) шашырау амплитудасының DWBA бағасын беру үшін

$$f_2^{DWBA}(k\hat{r}, k\hat{r}_0) = \int_D \psi_1 (r_1 - k\hat{r}) V_2(r_1) \psi_1(r_1, k\hat{r}_0) dr_1 \qquad (14)$$

демек, жарамды болу үшін Борнның барлық әлеуетке емес, тек V_2-ге жақындау талаптары қойылады. Бұл жуықтауда V_1-дегі шашырау дәл есептеледі ((10) теңдеу), бірақ V_2 нұсқадағы бірінші ретті ғана ((14) теңдеу). Мұны (7) теңдеумен салыстырыңыз, мұнда барлық потенциал үшін шашырау тек бірінші рет ескеріледі.

Егер V_1 нақты белгілі болса, онда біз инверсия мәселесін $f_2 = f - f_1$ деректері бойынша V_2 анықтамасы ретінде анықтай аламыз. [1] интегралды түрлендіруге негізделген, бірақ сандық күрделілігі жоғары алгоритм алу үшін мәселеге өзіндік мән / меншікті вектор кеңейтімі арқылы жақындады. Мұнда біз V_1 дәл немесе өте жақсы жуықтауда белгілі екенін ескере отырып, ψ_1 анықтау мәселесін ψ_1 үшін қарапайым жуықтау арқылы айналып өтуге болатындығын және осылайша V_2 бағасын көрсетеміз.

(14) теңдеу интегралының ішінде біз V_1^2/V_1^2-ге көбейтеміз және $V_1\,\psi_1$ өнімін оның Фурье түрлендіруінің кері Фурье түрлендіруі ретінде жазамыз. Біз аламыз

$$f_2(k\hat{r}, k\hat{r}_0) = \int_D (V_2(r_1)/V_1^2(r_1)) F(r_1, -k\hat{r}) F(r_1, k\hat{r}_0) dr_1 \qquad (15a)$$

$$F(r_1, k\hat{a}) = \int dK exp(iK \cdot r_1) \int_D exp(-iK \cdot x)\, V_1(x) \psi_1(x, k\hat{a}) dx = \int \exp(iK \cdot r_1) f_1(K, k\hat{a}) dK$$

(15b)

Бұл интеграл, шашырау амплитудасы тұрғысынан, негізінен физикалық емес, өйткені ол тек $|K| = k$ үшін болады. Алайда T матрицасы тұрғысынан біз тек энергия қабығының жартысында орналасқан және Липпман-Швингер теңдеуін қанағаттандыратын элементтермен айналысамыз[2][3].

Егер біз f_1 деректері үшін бірінші Борнды болжасақ, бірінші Борн жуықтауын қабылдаудың орындылығына қарамастан, біз жазуымыз керек

$$f_1(K, k\hat{a}) = \int_D exp(-iK \cdot r_1)\, \tilde{V}(r_1, k\hat{a}) \psi_0(r_1, k\hat{a}) dr_1 \qquad (16a)$$

мұндағы $\tilde{V}(r_1, k\hat{a})$- ішкі өріс жазық толқын болған кезде шашырау амплитудасының бірдей мәнін алу үшін қажет потенциал. Мұны f_1 ауыстыру арқылы, F үшін теңдеу аламыз

$$F(r_1, k\hat{a}) = \int dK\, exp(iK \cdot r_1) \int_D exp(-iK \cdot x)\, \tilde{V}_1(x, k\hat{a}) \psi_0(x, k\hat{a}) dx = \tilde{V}_1(r_1, k\hat{a}) \psi_0(r_1, k\hat{a})$$

(16b)

Теңдеуді (15a) алмастыра отырып, біз аламыз (мұнда біз құлаған өріс жазық толқын деп ойладық)

$$f_2(k\hat{r}, k\hat{r}_0) = \int_D (V_2(r_1)/V_1^2(r_1)) \tilde{V}_1(r_1, -k\hat{r}) \tilde{V}_1(r_1, k\hat{r}_0) \exp[-ik(\hat{r} - \hat{r}_0) \cdot r_1] dr_1 \qquad (17)$$

Біз тапсырманы $\psi_1(r, k\hat{a})$ функциясынан $\tilde{V}_1(r, k\hat{a})$ функциясына өзгерттік, біз оны келесідей жақындата аламыз. (16a) теңдеуге оралсақ, біз K мәндерін тек $|K| = k$ болатын мәндермен шектейміз, сондықтан $K = k\beta$ жазамыз. Содан кейін ол мынаны береді

$$f_1(k\hat{\beta}, k\hat{a}) = \int_D exp[-ik(\hat{\beta} - \hat{a}) \cdot r_1]\, \tilde{V}_1(r_1, k\hat{a}) dr_1 \qquad (18)$$

$\tilde{V}_1(r_1, k\hat{a})$ енді $\hat{a}, \boldsymbol{B}_1(r, \hat{a})$ бір түрінен кері таралу реконструкциясына сәйкес келеді, өйткені әрқайсысы шашырау амплитудасы туралы бірдей деректерді жасайды. Барлық түрлер бойынша қайта құруды қорытындылай келе, біз $\boldsymbol{B}_1(r)$ қайта құруды аламыз, ол сонымен қатар масштабтау коэффициентіне дейінгі дәлдікпен шашырау амплитудасы туралы бірдей деректерді жасайды. (15b) теңдеуіндегі K −кеңістігінің жабылуын шектеу арқылы біз (16b) теңдеуіндегі F үшін келесідей жуықтай аламыз

$$F(r, k\hat{a}) = B_1(r) \psi_0(r, k\hat{a}). \qquad (19)$$

$\widetilde{V}_1(r_1, k\hat{a}) \neq B_1(r)$ болса да, бұл екі объектілік функция бірдей шашырау деректерін жасайды, сондықтан бірдей $F(r, k\hat{a})$.
(19) теңдеуді (15а) теңдеуге ауыстыра отырып, біз аламыз (түсетін жазықтық үшін толқын)

$$f_2(k\hat{r}, kr_0) = \int_D exp\,[-ik(\hat{r} - \hat{r}_0) \cdot r_1]U(r_1)dr_1 \quad (20)$$

$$U(r) = (B_1(r)/V_1(r))^2 V_2(r) \quad (21)$$

Интегралдың формасы (20) Борнның әдеттегі жуықтауына сәйкес келеді, бірақ U потенциалы үшін. Осылайша, бірінші Борнның жуықтауына негізделген кез келген қалпына келтіру алгоритмін f_2 деректерін инверсиялау үшін пайдалануға болады, мысалы, Фурье интерполяциясы, кері таралу және т.б., U-ны қалпына келтіру, f_1 деректері B_1 алу үшін төңкерілген сияқты. V_1 дәл белгілі болғандықтан, оны бірінші B_1 Борн жуықтауына сәйкес қайта құру есептелуі мүмкін және оларды қолдана отырып, біз U-ны қайта құру арқылы V_2-ді бағалай аламыз. Осы тәсілді қолдана отырып, кейбір сандық нәтижелер ұсынылды[4].
Қорытындылай келе, кері шашырау үшін бұрмаланған толқындық тәсілді қолдану әдеттегі Борн жуықтауына қарағанда көптеген қосымшаларда орынды екенін атап өтеміз. Мысалы, медициналық\өнеркәсіптік диагностикалық рөлде объектінің негізгі формасы белгілі болады (V_1) және одан ауытқулар жиі қажет болады (V_2). Бастапқы тәсіл барлық потенциалды бағалауға мүмкіндік берсе, бұрмаланған толқындарды қолдану тәсілі тек V_2 қайта құруды есептеуге мүмкіндік береді.

Пайдаланған әдебиеттер тізімі:

1. Devaney A. J., Oristaglio M. L. Inversion procedure for inverse scattering within the distorted-wave Born approximation //Physical Review Letters. – 1983. – Т. 51. – №. 4. – С. 237.
2. Taylor J. R. Scattering theory: the quantum theory of nonrelativistic collisions. – Courier Corporation, 2006.
3. Newton R. G. Scattering theory of waves and particles. – Springer Science & Business Media, 2013.
4. Wombell R. J., Fiddy M. A. Acoustical imaging beyond Born and Rytov //Acoustical Imaging: Proceedings of the Sixteenth International Symposium, June 10–12, 1987. – Springer US, 1988. – С. 373-381.