

همجوشی» مشاهده شده است که در آن، تابع برانگیختگی همجوشی به‌طور ناگهانی کاهش می‌یابد. نخستین شواهد از این پدیده در واکنش‌های $^{60}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$ [۷] و $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ [۸] دیده شد. در این واکنش‌ها مشخص شد که محاسبات جفت شدگی کانال‌ها به همراه پتانسیل استاندارد وودس-ساکسون (WS)، که پیش‌تر در انرژی‌های پایین عملکرد خوبی داشت، دیگر نمی‌تواند داده‌های جدید را بازسازی کند. نتایج نشان داد که در انرژی‌های خیلی پایین‌تر از سد، سطح مقطع همجوشی به‌طور چشم‌گیری کمتر از مقدار پیش‌بینی شده می‌شود. منشأ فیزیکی این افت هنوز کاملاً مشخص نیست. تنها توضیحی که ارائه شده است، وجود نوعی مانع اضافی در برابر همجوشی است که احتمال وقوع آن را کاهش داده و موجب کاهش سطح مقطع همجوشی می‌شود. معمولاً مدل‌های استاتیکی به علت استفاده از تقریب ناگهانی قادر به توصیف پدیده افتادگی سطح مقطع نمی‌باشند. یکی از دلایل فیزیکی این پدیده اثرات دینامیکی است که در انرژی‌های برهم‌کنشی خیلی کمتر از سد همجوشی، زمان برهم‌کنش طولانی‌تر می‌باشد لذا اثراتی دینامیکی مانند تغییر شکل هسته‌ها در طی برهم‌کنش در آنها محتمل‌تر است. اینگونه اثرات در مدل‌های استاتیک دیده نمی‌شود. از اینرو اینگونه اصلاحات معمولاً با لحاظ کردن پتانسیل دافعه اضافی اصلاح می‌گردد. در واقع یکی از دلایل این پدیده طولانی‌تر بودن زمان برهم‌کنش در این انرژی‌ها می‌باشد. در سال ۲۰۰۶، میسکو و اسبنسن [۱۰] توانستند با استفاده از یک روش تحلیلی مناسب، رفتار سطح مقطع همجوشی را در انرژی‌های بسیار پایین‌تر از سد توضیح دهند. آن‌ها از پتانسیل واپیچش دوگانه (DF) مبتنی بر برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون از نوع M^*Y [۱۱] برای واکنش $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ استفاده کردند و برای لحاظ کردن اثر تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای، یک مؤلفه دافعه با برد صفر به پتانسیل اضافه نمودند. این اصلاح باعث شد تا در بخش داخلی سد کولنی، یک چاه کم‌عمق در که در آن e بار واحد الکتریکی است. بخش هسته‌ای پتانسیل برهم‌کنش $V_N(r)$ با استفاده از پتانسیل $AW95$ محاسبه می‌شود [۱۵]. در سال ۱۹۹۵، "ایچ وینتر" نسخه‌ای جدید از پتانسیل هسته‌ای بین دو هسته را بر پایه پارامترسازی وودس-ساکسون

پتانسیل ایجاد شود و پدیده مانع همجوشی بهتر توصیف گردد. در سال ۲۰۱۷، این پدیده برای سامانه‌ی نامتقارن $^{58}\text{Ni}+^{57}\text{Fe}$ نیز بررسی شد [۱۲]. در این مطالعه، نشان داده شد که محاسبات جفت شدگی کانال‌ها همراه با پتانسیل استاندارد $AW95$ ، توانایی بازسازی سطح مقطع همجوشی در انرژی‌های پایین‌تر از $E_s = 87/29 \text{ MeV}$ را ندارد. نتیجه پژوهش آن بود که استفاده از پتانسیل واپیچش دوگانه، همراه با در نظر گرفتن اثر تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای سرد، می‌تواند توصیف مناسب‌تری از رفتار همجوشی در این بازه انرژی ارائه دهد. در تحقیق حاضر، با هدف بهبود پیش‌بینی سطح مقطع همجوشی در انرژی‌های زیر سد، اصلاحی بر پتانسیل $AW95$ پیشنهاد شده است. این اصلاح شامل افزودن یک مؤلفه دافعه از نوع گاوسی به پتانسیل مذکور است. برای بررسی اثر این اصلاح، شش واکنش همجوشی یون سنگین با حاصل ضرب بار $784 \leq Z_1 Z_2 \leq 392$ و واکنش‌هایی شامل سامانه‌های $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{57}\text{Fe}$ ، $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{64}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{64}\text{Ni}+^{28}\text{Si}$ و $^{100}\text{Mo}+^{28}\text{Si}$ انتخاب شده‌اند. برای انجام محاسبات، از مدل جفت شدگی کانال‌ها و کد CCFULL [۱۳] استفاده شده است.

ساختار این مقاله به این صورت است: در بخش ۲، چارچوب نظری محاسبه پتانسیل هسته‌ای ارائه می‌شود. بخش ۳ به روش محاسبه سطح مقطع همجوشی و معرفی مؤلفه گاوسی مثبت اختصاص دارد، و در بخش ۴، جمع‌بندی و نتیجه‌گیری مطرح خواهد شد.

۲. پتانسیل اندرکنشی کل

با فرض کروی بودن و یخ زده (بدون تغییر شکل و برانگیزش) در نظر گرفتن هسته‌های برخوردکننده، پتانسیل کل برهم‌کنش بین هسته هدف و پرتابه با بارهای Z_1 و Z_2 به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۴]:

$$V_T(r) = V_N(r) + V_C(r) = V_N(r) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1)$$

به‌عنوان انرژی سطحی و ضریب عدم تقارن سطحی در نظر گرفته شده‌اند. همچنین N_P ، Z_P و A_P به ترتیب تعداد نوترون معرفی کرد. این پتانسیل با بهره‌گیری از مقایسه‌های گسترده با داده‌های تجربی پراکندگی کشسان یون‌های سنگین به دست

آمده است. بر اساس مدل AW95 [15]، پتانسیل هسته ای بین دو هسته برخوردکننده به صورت زیر تعریف می شود:

$$V_N(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R_0}{a}\right]}, \quad (2)$$

که در آن، پارامتر پخشیدگی a ، شعاع R_0 و عمق پتانسیل V_0 به ترتیب از روابط زیر به دست می آیند:

$$a = \left[\frac{1}{1/17 \left(1 + 0/53 \left(A_1^{-1/2} + A_2^{-1/2} \right) \right)} \right], \quad (3)$$

$$R_0 = R_1 + R_2, \quad (4)$$

$$V_0 = 16\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \gamma a, \quad (5)$$

شعاع هر هسته R_i به صورت زیر تعریف می شود:

$$R_i = 1/2 A_i^{1/3} - 0/09 \quad (i = 1, 2) \quad (6)$$

در رابطه (5)، ضریب انرژی سطحی γ بر حسب

$\text{MeV} \cdot \text{fm}^{-2}$ به صورت زیر تعیین می شود:

$$\gamma = \gamma_0 \left[1 - \left(\frac{N_P - Z_P}{A_P} \right) \left(\frac{N_T - Z_T}{A_T} \right) \right] \quad (7)$$

در این معادله، $\gamma_0 = 0/95 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-2}$ و $K_s = 1/8$ به ترتیب

ها، پروتون ها و تعداد کل نوکلئون های هسته پرتابه و Z_T ، N_T و A_T مربوط به هسته ای هدف هستند.

۳. سطح مقطع همجوشی

برای تحلیل فرآیند همجوشی یون سنگین، از محاسبات جفت

شدگی کانال ها (CC) بر پایه ی کد محاسباتی CCFULL

استفاده شده است. این برنامه یکی از ابزارهای محاسباتی مؤثر

در مطالعه ی سطح مقطع همجوشی در ناحیه انرژی زیر سد محسوب می شود. در واقع کد CCFULL با حل معادلات جفت شدگی کانال ها، مقادیر نظری سطح مقطع همجوشی را با در نظر گرفتن برهم کنش های جفت شدگی تا مرتبه های بالاتر

محاسبه می کند. در ارتباط با مدل AW95 ذکر این نکته حائز اهمیت است که این نسخه از پتانسیل هسته ای مبتنی بر پراکندگی یون های سنگین است. در واقع ویتتر پارامترهای پتانسیل فوق را از طریق مقایسه گسترده با داده های تجربی برای پراکندگی الاستیک یون سنگین تنظیم کرده است [15]. شایان ذکر است که در این برنامه، از پارامترسازی وودس-ساکسون برای پتانسیل هسته ای استفاده شده است. پتانسیل برهم کنش کلی $V(r)$ همراه با یک بخش موهومی $-iW(r)$ ، که معرف تشکیل هسته ای مرکب است، در حل معادله ی شرودینگر به کار گرفته می شود.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) - iW(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - E \right] u_l(r) = 0 \quad (8)$$

در این معادله، μ جرم کاهش یافته سیستم را نشان می دهد.

معادله ی شرودینگر برای هر پاره ی موج با شرایط مرزی زیر

حل می شود:

$$u_l(r) \sim r^{l+1} \quad r \rightarrow 0, \quad (9)$$

$$= H_l^{(-)}(kr) - S_l H_l^{(+)}(kr) \quad r \rightarrow \infty \quad (10)$$

که در آن، $H_l^{(+)}$ و $H_l^{(-)}$ به ترتیب نمایانگر تابع موج خروجی و تابع موج ورودی هستند. S_l ماتریس هسته ای است و $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ عدد موج است که با انرژی E نسبت مستقیم دارد. اگر بخش موهومی پتانسیل $W(r)$ به ناحیه درون سد کولنی محدود شود، آنگاه سطح مقطع کل جذب را می توان به عنوان سطح مقطع همجوشی در نظر گرفت که به صورت زیر بیان می شود:

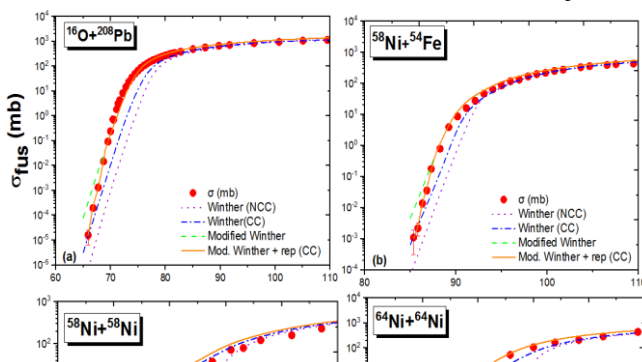
$$\sigma_{fus}(E) \sim \sigma_{abs}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (\nu_l + 1) (1 - |S_l|^2). \quad (11)$$

در واکنش های یون سنگین، به جای استفاده از شرایط مرزی معمول در معادله (10)، معمولاً از شرط مرزی ورودی (IWBC) استفاده می شود، بدون آن که نیازی به در نظر گرفتن بخش موهومی پتانسیل $W(r)$ باشد [16]. طبق این شرط، تابع موج در فاصله هایی کمتر از شعاع جذب r_{abs} که درون سد کولنی قرار دارد به شکل زیر تعریف می شود:

پارامترهای استفاده شده در این محاسبات به همراه ارتفاع سد استخراج شده، در جدول ۱ آمده‌اند. مطالعات پیشین نشان داده‌اند که در انرژی‌های زیر سد، می‌توان با در نظر گرفتن اثرات جفت شدگی کانال‌ها (CC)، پیش بینی نظری سطح مقطع‌های همجوشی را بهبود بخشید [۱۳]. از این رو، در ادامه، این اثرات در محاسبات نظری وارد شده‌اند. نتایج این مرحله با منحنی‌های خط چین آبی در شکل ۱ نمایش داده شده‌اند.

در محاسبات CC، جفت شدگی با حالت‌های برانگیخته انرژی 2^+ و 3^- در هسته‌های هدف و پرتابه لحاظ شده است. مشخصات ساختاری این حالت‌ها برای همه‌ی هسته‌های شرکت کننده در جدول ۲ آورده شده است. همان‌طور که از نمودار پیدا است، در نظر گرفتن اثرات جفت شدگی باعث بهبود تطابق نتایج نظری با داده‌های تجربی به ویژه برای واکنش‌های $^{28}\text{Si} + ^{100}\text{Mo}$ و $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ شده است که حتی در انرژی‌های زیر سد نیز نتایج نظری همخوانی خوبی با داده‌های تجربی دارند.

با این حال، در پایین‌ترین انرژی‌های بمباران (به ترتیب $E_s = 45/92$ و $E_s = 66$ مگا الکترون‌ولت)، افتی محسوس در سطح مقطع‌های همجوشی اندازه‌گیری شده نسبت به نتایج نظری مشاهده می‌شود. در مورد چهار واکنش دیگر، سطح مقطع‌های به دست آمده از محاسبات CC مبتنی بر پتانسیل AW95، همچنان در ناحیه انرژی‌های زیر سد تفاوت قابل توجهی با داده‌های تجربی نشان می‌دهند. لازم به ذکر است که از بین واکنش‌های انتخابی تنها در دو واکنش شامل پرتابه ^{28}Si (یعنی $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ و $^{28}\text{Si} + ^{100}\text{Mo}$) دارای کانال انتقال نوترون از پرتابه به هدف با مقدار Q مثبت هستند که می‌تواند بر روی سطح مقطع‌های همجوشی در محدوده انرژی‌های کم تأثیرگذار باشند. با این وجود به دلیل تمرکز بر روی اصلاحات پتانسیل برهم‌کنشی در تحقیق حاضر اثرات انتقال نوترون در این دو واکنش لحاظ نشده‌اند. مقادیر Q برای هر یک از کانال‌های مذکور در جدول ۳ لیست شده‌اند.



$$u_l(r) = \sqrt{\frac{k}{k_l(r)}} T_l \exp(-i \int_{r_{abs}}^r k_l(r') dr') \quad r \leq r_{abs} \quad (12)$$

در عبارت فوق، $k_l(r)$ عدد موج مربوط به پاره موج با عدد کوانتومی زاویه‌ای 1 است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$k_l(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2})}. \quad (13)$$

شرط مرزی موج ورودی (IWBC) مربوط به حالتی است که در آن جذب بسیار قوی در ناحیه داخلی رخ می‌دهد، به طوری که موج ورودی بازتاب نمی‌شود. در واکنش‌های همجوشی یون سنگین، نتیجه نهایی به مقدار شعاع جذب r_{abs} وابسته نیست و معمولاً این شعاع در محل پاکت پتانسیل در نظر گرفته می‌شود. در این حالت، ضریب انتقال T_l در معادله (۱۳) تعریف می‌شود. بنابراین، معادله (۱۲) به شکل زیر بازنویسی می‌گردد:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) P_l(E). \quad (14)$$

T_l ضریب نفوذ برای پراکندگی پاره موج با عدد کوانتومی زاویه‌ای 1 است که بر اساس شرایط مرزی معادلات (۱۱) و (۱۳) به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$P_l(E) = 1 - |S_l|^2 = |T_l|^2 \quad (15)$$

آنالیز نتایج

در نخستین گام، سطح مقطع‌های همجوشی برای واکنش‌های انتخاب شده شامل سامانه‌های $^{58}\text{Ni} + ^{54}\text{Fe}$ ، $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ، $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ، $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si} + ^{100}\text{Mo}$ با استفاده از پتانسیل وینتر و مدل نفوذ از سد تک بعدی (۱DBPM) محاسبه شده‌اند. نتایج این محاسبات در شکل ۱ (در مقیاس لگاریتمی) با منحنی‌های نقطه چین بنفش نشان داده شده و با داده‌های تجربی مربوطه مقایسه شده‌اند. همان‌طور که از نمودار پیدا است، شکل استاندارد پتانسیل AW95 در حالت بدون در نظر گرفتن جفت شدگی کانال‌ها (NCC)، در انرژی‌های نزدیک و پایین‌تر از سد کولنی، مقدار سطح مقطع‌های همجوشی را کمتر از مقدار واقعی پیش‌بینی می‌کند.

Reaction	r_0 (fm)	V_0 (MeV)	a (fm)	V_B (MeV)
$^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$	1/176	71/73	0/67	92/96
$^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$	1/176	72/81	0/67	99/41
$^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$	1/177	73/84	0/67	96/17
$^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	1/178	64/97	0/65	76/54
$^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$	1/174	63/25	0/65	52/31
$^{28}\text{Si}+^{100}\text{Mo}$	1/176	68/27	0/66	74/03

بر اساس شکل ۲، دیده می‌شود که درصد خطای نسبی در مدل ۹۵ AW نسبت به سایر مدل‌ها کمتر است. به عبارت دیگر، میانگین مقدار χ در این مدل کمتر از ۲۵٪ است که این موضوع نشان می‌دهد تطابق بهتری میان نتایج نظری و داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی وجود دارد. برای کاهش ارتفاع سد همجوشی و در نتیجه افزایش احتمال وقوع همجوشی، تلاش کردیم تا عمق چاه پتانسیل V_0 در مدل پتانسیل وینتر را برای واکنش‌های $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ و $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ تغییر دهیم. در ادامه، این نسخه به‌عنوان «modified Winther potential» نامیده می‌شود. شایان ذکر است که در نسخه‌ی اصلاح شده، پارامترهای شعاع R_0 و پخش‌شدگی a همان مقادیر نسخه‌ی اصلی باقی مانده‌اند. پارامترهای تنظیم شده برای عمق پتانسیل عبارت‌اند از:

- $V_0 = 100 \text{ MeV}$ برای واکنش $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ و $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$
- $V_0 = 95 \text{ MeV}$ برای واکنش $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$
- $V_0 = 78 \text{ MeV}$ برای واکنش $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$

جدول ۲. مقادیر انرژی‌های برانگیختگی E^* و پارامترهای تغییر شکل متناظر β_λ برای حالت‌های کم انرژی 2^+ و 3^- مربوط به پرتابه‌ها و هدف‌های مختلف.

شکل ۱. سطح مقطع‌های همجوشی آزمایشگاهی برای سیستم‌های مختلف و مقایسه‌ی آن با سطح مقطع‌های تئوری محاسبه شده با استفاده از مدل پتانسیل هسته‌ای ۹۵ AW و شکل اصلاح شده آن. برای درک بهتر میزان دقت سطح مقطع‌های همجوشی محاسبه شده در مقایسه با داده‌های تجربی مربوطه، خطای نسبی (χ) برای هر یک از واکنش‌های همجوشی بررسی شده به طور جداگانه و با استفاده از رابطه زیر محاسبه شده است:

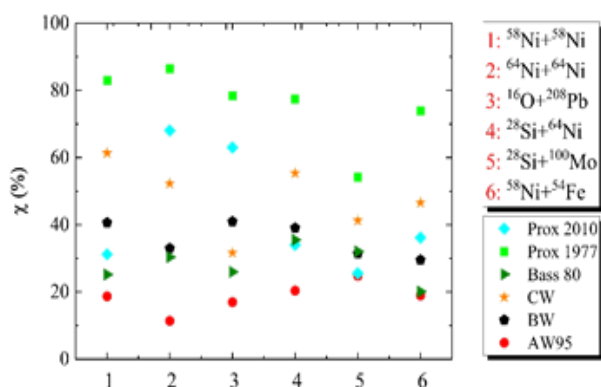
$$\chi = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{(\sigma_{\text{Theo.})}_i - (\sigma_{\text{exp})}_i}{(\sigma_{\text{Theo.})}_i + (\sigma_{\text{exp})}_i \right]^2} \times 100 \quad (16)$$

که در آن N تعداد داده‌های تجربی است. در شکل ۲، مقادیر محاسبه شده‌ی خطای نسبی χ با استفاده از پتانسیل ۹۵ AW با نتایج حاصل از محاسبات جفت‌شدگی کانال‌ها (CC) که با

استفاده از مدل‌های پتانسیل $^{80}\text{Bass}$ ، $^{77}\text{Prox}$ ، ^{77}BW ، ^{77}CW و

$^{2010}\text{Prox}$ انجام شده‌اند، برای هر شش سیستم همجوشی مورد نظر مقایسه شده‌اند.

جدول ۱. پارامترهای مورد استفاده در محاسبه نسخه اصلی پتانسیل AW برای سیستم‌های مختلف همجوشی. ارتفاع سد کولنی محاسبه شده با استفاده از هر یک از این پتانسیل‌ها نیز ارائه شده است.



شکل ۲. خطای نسبی سیستم های برخوردی منتخب که با استفاده از مدل های پتانسیل مختلف، از جمله AW95، Bass 80، CW، BW، Prox. 1977 و Prox. 2010 محاسبه شده اند.

بر اساس روشی که در مرجع [17] ارائه شده است، می توان نشان داد که انرژی بمباران کننده E_s برای طیف گسترده ای از واکنش های همجوشی، به صورت تابعی از پارامتر

$$\xi = Z_1 Z_2 \mu^{1/2} \quad \text{که در آن } \mu = A_1 A_2 / (A_1 + A_2) \text{ است، رفتاری سیستماتیک دارد و بصورت زیر فرمول بندی می شود:}$$

$$E_s^{emp} = [0.495\xi / (2/33 + 580/\xi)]^{2/3} \quad (17)$$

از شکل ۳ به روشنی دیده می شود که انرژی های به دست آمده تطابق بسیار خوبی با رابطه ی سیستماتیک پدیدارشناختی ارائه شده در بالا دارند.

برای توضیح پدیده کاهش شدید سطح مقطع همجوشی در انرژی های بسیار پایین تر از سد، میسکو و اسبنسن یک پتانسیل هسته ای مبتنی بر مدل واپیچش دوگانه معرفی کردند و بخش دافعه ای که ناشی از خاصیت تراکم ناپذیری ماده هسته ای است، به آن افزودند [10-9]. بر این اساس، ما نیز برای رفع اختلاف بین داده های تجربی سطح مقطع همجوشی و نتایج حاصل از پتانسیل اصلی و اصلاح شده AW 95، یک عبارت دافعه را بر پایه تحقیقات سال 1973 به پتانسیل هسته ای اضافه کرده ایم.

هسته	λ^π	$E^*(MeV)$	β_λ
^{58}Ni	2^+	1/4542	0/1768
	3^-	4/475	0/198
^{64}Ni	2^+	1/3458	0/1686
	3^-	3/56	0/201
^{28}Si	2^+	1/779	0/4082
	3^-	6/879	0/401
^{100}Mo	2^+	0/5356	0/234
	3^-	1/908	0/218
^{208}Pb	2^+	4/0855	0/0541
	3^-	2/615	0/111
^{16}O	2^+	6/9171	0/349
	3^-	6/13	0/729
^{54}Fe	2^+	1/4082	0/193
	3^-	4/782	0/115

جدول ۳. مقادیر Q برای انتقال یک و یا دو نوترون در واکنش های $^{28}Si + ^{100}Mo$ و $^{28}Si + ^{64}Ni$

نام واکنش	$Q_{1n} (MeV)$	$Q_{2n} (MeV)$
$^{28}Si + ^{100}Mo$	0/181	4/865
$^{28}Si + ^{64}Ni$	-1/184	2/587

همان طور که در شکل ۱ (منحنی های سبز خط چین) دیده می شود، با افزایش عمق پتانسیل، نتایج نظری سطح مقطع همجوشی برای این واکنش ها تطابق بهتری با داده های تجربی پیدا کرده اند. با این حال، در این حالت نیز کاهش تند و چشمگیری در سطح مقطع همجوشی در نواحی انرژی بسیار پایین تر از سد مشاهده می شود؛ پدیده ای که حتی با در نظر گرفتن اثرات جفت شدگی کانال ها و استفاده از نسخه اصلاح شده ی پتانسیل وینتر نیز قابل توضیح نیست.

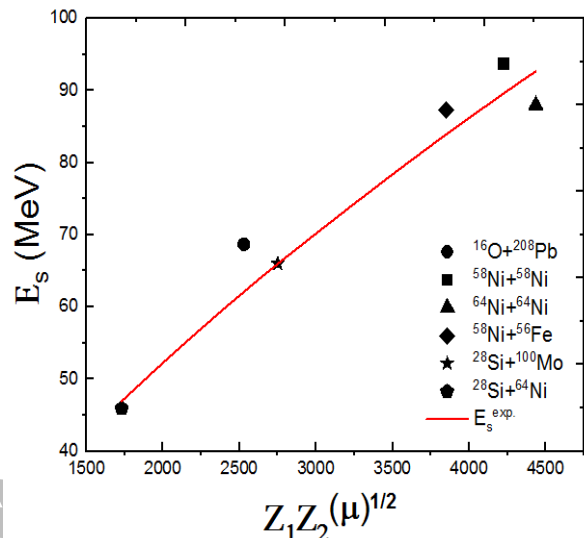
شکل ۱ مشاهده می شود، اعمال اثرات دافعه قادر است پدیده کاهش شدید سطح مقطع همجوشی در انرژی های بسیار پایین تر از سد را در سیستم های برخوردی مختلف به خوبی بازتولید کند.

۴. نتیجه گیری

در این مقاله، تأثیرات جفت شدگی کانال ها همراه با یک پتانسیل دافعه در چارچوب پتانسیل AW ۹۵ بر رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع همجوشی یون های سنگین مورد بررسی دقیق قرار گرفته است. مطالعه سیستماتیک ما شامل شش واکنش همجوشی است که در آن حاصل ضرب بار هسته های واکنش دهنده ها در بازه $Z_1 Z_2 \leq 784$ قرار دارد. در این راستا، موانع همجوشی و سطح مقطع واکنش های $^{58}\text{Ni} + ^{56}\text{Fe}$ ، $^{58}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ ، $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni} + ^{56}\text{Fe}$ ، $^{28}\text{Si} + ^{100}\text{Mo}$ و $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ به صورت سیستماتیک بررسی شده اند؛ به گونه ای که یک بخش مثبت گاوسی به صورت $V_R \exp(-br^2)$ به پتانسیل ها افزوده شده است. تحلیل داده ها با استفاده از مدل کانال های جفت شده و کد CCFULL انجام شده است که توانایی محاسبه دقیق تحریکات و انرژی های حالت های جفت شده را با در نظر گرفتن تمام درجات جفت شدگی دارد. مقایسه نتایج محاسباتی با داده های تجربی نشان می دهد که فرم اصلاح شده پتانسیل AW، همراه با در نظر گرفتن اثر دافعه $(\text{Mod. Winther+rep(CC)})$ ، به طور قابل توجهی با داده های تجربی تطابق بهتری دارد و نسبت به فرم اصلی پتانسیل AW دقت پیش بینی بالاتری ارائه می دهد.

مراجع

1. D Ackermann, et al., *Nucl. Phys. A* **575** (1994) 374.
2. G Montagnoli, et al., *Phys. Rev C* **90** (2014) 044608.
3. A. M Stefanini, et al., *Phys. Rev. C* **30**(1984) 2088.
4. A. M Stefanini, et al., *Nucl. Phys. A* **456** (1986) 509.
5. A. B Balantekin, N Takigawa, *Rev. Mod. Phys.* **70**(۱۹۹۸) 77.
6. C. J Lin, et al., *EPJ Web of Conferences.* **63** (2013) 02007.
7. C L Jiang, et al., *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 052701.
8. C L Jiang, et al., *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 012701.
9. S Mişicu, H Esbensen, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 034606.



شکل ۳. مقایسه نتایج مربوط به انرژی E_s در واکنش های منتخب با نتایج پیش بینی شده توسط رابطه تجربی E_s .

در آن سال، جورج میشو در زمینه پراکندگی، یک بخش دافعه به پتانسیل افزود [۱۸]. در این مطالعه، برای در نظر گرفتن اثرات دافعه در برخورد نوکلئون ها، یک قسمت مثبت به شکل تابع گاوسی به صورت زیر به پتانسیل هسته ای اضافه می کنیم:

$$V_N^{Rep}(r) = V_R e^{-br^2} \quad (18)$$

پارامتر V_R میزان شدت بخش دافعه هسته ای و پارامتر b محدوده آن را تعیین می کند. در واکنش های پراکندگی، مقادیر $V_R = 100$ مگا الکترون ولت و $b = 0.156 \text{ fm}^{-2}$ به کار رفته است [۱۸]. در این مطالعه، مقدار V_R را برابر ۱۰۰ مگا الکترون ولت در نظر گرفته ایم و پارامتر b را می توان برای هر واکنش و در انرژی های مختلف تنظیم کرد. نتایج ما نشان می دهد که مقدار پارامتر b برای واکنش های بررسی شده بین 0.22 fm^{-2} تا 0.55 fm^{-2} قرار دارد. نتایج پتانسیل وینتر اصلی و اصلاح شده همراه با اثرات دافعه به ترتیب با عناوین Winther+Rep و Mod.Winther+Rep نمایش داده شده اند. همان طور که در

-
10. S Mişicu, H Esbensen, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 112701.
 11. G Bertsch, *Nucl. Phys. A* **284** (1977) 399.
 12. R Gharaei, *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **44** (2017) 045108.
 13. K Hagino, N Rowley, A T Kruppa, *Comput. Phys. Commun.* **123** (1999) 143.
 14. W D Myers, W J Świątecki, *Phys. Rev. C* **62** (2000) 044610.
 15. A Winther, *Nucl. Phys. A* **594** (1995) 203.
 16. S Landowne, S. C Pieper, *Phys. Rev. C* **29** (1984) 1352.
 17. C L Jiang, et al., *Phys. Rev. C* **79** (2009) 044601.
 18. G Michaud, *Phys. Rev. C* **8** (1973) 525.

دیس
انستیتوت