



## انتخاب و بهینه‌سازی محیط میزبان فرایند هم‌جوشی صوتی برای انجام هم‌جوشی هسته‌ای

حمیدرضا ذوالعطا، فریدون عباسی‌دوانی\*

گروه کاربرد پرتوها، دانشکده مهندسی هسته‌ای، دانشگاه شهید بهشتی، صندوق پستی: ۱۹۸۳۹۶۳۱۱۳، تهران-ایران

**چکیده:** پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی در صورت وجود یک محیط میزبان مناسب قابل دست‌یابی خواهد بود. برای بالا بردن احتمال انجام واکنش هم‌جوشی صوتی شعاع حباب کاواکی باید تا حد امکان بزرگ باشد و در طی فروریزش حباب، موج‌های ضربه‌ای پرشدت ایجاد گردد. در این مقاله عوامل مؤثر بر محیط میزبان پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی شناسایی و سپس نقش این عوامل در رشد بیشینه‌ی حباب و فروریزش‌های پرشدت آن برای ایجاد موج ضربه‌ای شدید و در نتیجه انجام واکنش هم‌جوشی صوتی مورد تحلیل قرار می‌گیرند. این عوامل عبارت‌اند از: الف) فشار بخار و ضریب چگالش برای رسیدن به نرخ‌های بالای چگالش در مرحله‌ی فروریزش حباب، ب) انرژی یونش که در هسته‌زایی و رشد حباب و هم‌چنین در تجزیه‌ی مولکولی در مرحله‌ی فروریزش حباب مؤثر است، ج) ثابت دی‌الکتریک که در فشار الکترواستاتیکی در مرحله‌ی رشد حباب نقش دارد، د) تراکم‌پذیری آبی، ایستایی و زمان‌های واهلش در جذب صوت در محیط، ه) کشش سطحی و پتانسیل درون مولکولی که عامل مؤثر بر رشد و ادغام حباب هستند. هم‌چنین با تحقیق در گروه‌های مختلف آلی، محیط‌های بهینه برای انجام پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی انتخاب و معرفی شده‌اند.

**واژه‌های کلیدی:** هم‌جوشی صوتی، موج فراصوتی، نرخ چگالش، فروریزش حباب، موج ضربه‌ای

## Selection and Optimization of Sonofusion Phenomenon Host Media to Occur Nuclear Fusion

H.R. Zolata, F. Abbasi Davani\*

Radiation Application Department, Nuclear Engineering Faculty, Shahid Beheshti University, P.O.Box: 1983963113, Tehran - Iran

**Abstract:** Sonofusion phenomenon will not be achieved unless there is an appropriate host media. To increase the probability of sonofusion reaction, the cavitating bubble's radius must be as large as possible and due to the bubble collapse, it produces intense shock waves. In this paper, the effective parameters in sonofusion media have been identified and then the roles of these parameters have been analyzed in the maximum bubble growth rate and intensive implosion, to create stronger shock waves, and consequently they lead to occurrence of sonofusion. These parameters are: a) Vapor pressure and condensation coefficient to reach at a high rate of condensation in the collapse stage. b) Ionization energy that has a significant role in the nucleation, bubble growth, and molecular dissociation that is effective in the collapse stage. c) Dielectric constant that has an important role in the electrostatic pressure in bubble growth stage. D) Instant compressibility, static compressibility, and relaxation time in acoustic absorption e) Surface tension and intermolecular potential that are effective parameters in the growth and coalescence of the bubbles. Thus the optimum media for sonofusion phenomenon have been selected and introduced by performing research in various organic groups.

**Keywords:** Sonofusion, Ultrasonic Wave, Condensation Rate, Bubble Collapse, Shock Wave



مولکولی می‌باشند. پارامتر مهم دیگر، شعاع اولیه‌ی بحرانی ( $r_c$ ) است که کمینه مقدار آن برای انجام هم‌جوشی دوترون-دوترون در مایع‌های آلی حدود ۱ میلی‌متر است. هم‌چنین نقش اساسی دمای محیط و ضریب چگالش در ایجاد تراکم بالای پلاسما و در نتیجه در واکنش هم‌جوشی صوتی مورد تحلیل قرار گرفته است.

## ۲- جذب صدا در محیط میزبان هم‌جوشی صوتی

چگالی انرژی موج فراصوتی در محیط مایع چنین است [۷]

$$I_0 = \frac{1}{2} \rho_1 c^2 \quad (1)$$

که در آن  $\rho$  چگالی مایع و  $c$  سرعت صوت در آن می‌باشد. بهره‌ی جذب و تبدیل انرژی موج فراصوتی پس از گذشت نیم‌طول موج ( $\lambda/2$ ) در مایع به صورت زیر است [۷]

$$\eta_a = \frac{I_0 - I}{I_0} = \alpha \frac{\pi}{2} \quad (2)$$

که در آن  $\alpha$  ضریب جذب می‌باشد. با جای‌گذاری مقدار  $I_0$  از رابطه‌ی (۱) داریم

$$I = \frac{1}{2} \rho_1 c^2 a_\pi \quad (3)$$

که در آن  $\alpha_\pi$  سرعت جذب بوده و برابر  $\left(\alpha \frac{\pi}{2}\right)$  است. سرعت جذب هم‌چنین از رابطه زیر به دست می‌آید [۷ و ۸]

$$\alpha_\pi = \frac{\pi}{I_0} \left[ \frac{1 - \frac{k}{k_s}}{k_s \left(\frac{k}{k_s}\right)^2} \right] \left[ \frac{\omega \tau_D}{1 + \omega^2 \tau_D^2} + \frac{4}{3} \frac{\pi}{I_0} \frac{\omega \eta}{1 + \omega^2 \tau_L^2} + \frac{\pi}{I_0} \omega k \frac{(\gamma - 1)}{C_p} \right] \quad (4)$$

که در آن،  $\omega$  بسامد زاویه‌ای،  $\tau_D$  زمان واهلش<sup>(۸)</sup> حجمی،  $\tau_L$  زمان واهلش برخورداری،  $\eta$  گران‌روی،  $k$  هدایت گرمایی و  $\gamma$  نسبت ظرفیت‌های گرمایی ویژه است. معادله‌ی (۴) را می‌توان به صورت تقریبی زیر نوشت

$$\alpha_\pi = \pi \left[ \frac{1 - \left(\frac{k}{k_s}\right)}{\left(\frac{k}{k_s}\right)^2} \frac{\omega \tau_D}{1 + \omega^2 \tau_D^2} \right] + \frac{4}{9} \frac{\omega \tau_L}{1 + \omega^2 \tau_L^2} + \frac{1}{3} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \omega \tau_L \quad (5)$$

در فرایند هم‌جوشی صوتی<sup>(۱)</sup> پس از هسته‌زایی اولیه و تولید حباب‌های کاواکی<sup>(۲)</sup>، حباب‌ها در اثر میدان صوتی شروع به رشد می‌کنند (مرحله‌ی ماخ پایین). پس از فروریزش<sup>(۳)</sup> این حباب‌ها، موج ضربه‌ای<sup>(۴)</sup> ایجاد (مرحله‌ی ماخ بالا) و به سمت مرکز حباب متمرکز می‌گردد. برای کمیت‌های حیاتی، مقادیر فوق‌العاده‌ی زیر (در فاصله‌ی حدود ۶۰ نانومتر از مرکز حباب) به دست می‌آیند: فشار لحظه‌ای  $10^{11}$  بار، دمای  $10^8$  کلوین، چگالی یونی  $10$  گرم بر سانتی‌متر مکعب و سرعت سیال  $600$  کیلومتر بر ثانیه. این شرایط فوق‌العاده در زمانی کم‌تر از  $0.1$  پیکوثانیه حاصل می‌شوند [۱ تا ۵]، که در نتیجه‌ی آن، محیط برای انجام هم‌جوشی دوترون-دوترون در پلاسما‌ی ایجاد شده توسط تمرکز موج ضربه‌ای مهیا می‌گردد. این پدیده در صورتی انجام می‌شود که سیال مناسبی برای آن به کار گرفته شود. انجام پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی به صورت تجربی برای اولین بار در سال ۲۰۰۲ در ORNL<sup>(۵)</sup> توسط طالع‌یار خان و گروهش گزارش شده است [۱ تا ۵]. در مقالات مربوط به این پدیده، در مورد محیط میزبان<sup>(۶)</sup> پژوهشی صورت نگرفته است. نویسندگان مقاله‌ی حاضر، برای نخستین بار عوامل مؤثر بر محیط میزبان پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی را شناسایی کرده‌اند [۶]. در این مقاله پس از شناسایی عوامل کلیدی و تحلیل نقش هر یک از آن‌ها، با تحقیق خواص کلیدی مذکور در گروه‌های گسترده‌ای از مواد آلی، محیط‌های میزبان بهینه برای انجام فرایند هم‌جوشی صوتی معرفی می‌شوند.

در این مقاله نقش فشار بخار و ضریب چگالش برای رسیدن به نرخ‌های بالای چگالش، انرژی یونش که در هسته‌زایی و رشد حباب مؤثر است، ثابت دی‌الکتریک که در فشار الکترواستاتیکی در مرحله‌ی رشد حباب نقش دارد، نقش کشش سطحی و پتانسیل درون-مولکولی که عامل مؤثر بر رشد حباب است نیز مورد تحلیل قرار گرفته‌اند. برای انتخاب سیال مناسب جهت انجام بهینه‌ی فرایند هم‌جوشی صوتی، ابتدا بازده جذب امواج فراصوتی<sup>(۷)</sup> در مایع مورد تحلیل قرار گرفت. این جذب، در اصل توسط پارامترهای اولیه‌ای از قبیل تراکم‌پذیری لحظه‌ای و ایستایی ( $K_s$ ,  $K$ ) و زمان آرامش حجمی ( $\tau_D$ ) تعیین می‌شود. سپس به تأثیر کشش سطحی ( $\gamma$ ) و انرژی پیوند مولکولی ( $\phi$ ) در رشد و ذخیره‌ی انرژی حباب پرداخته شد. گشتاور دو قطبی ( $\mu$ ) و ساختار مولکولی، پارامترهای اصلی در تعیین انرژی بستگی



در مورد موج تراکمی،  $I_s$  با رابطه‌ی

$$I_s = \frac{1}{2} \rho c^3 \quad (11)$$

و چگالی انرژی جذب شده با رابطه‌ی زیر داده می‌شود [۸]

$$I_{sb} = I_s \left( \frac{\pi r^2}{\frac{4}{3} \pi r^3} \right) \left( \frac{\tau}{2} \right) = \frac{3}{8} \rho c^3 \frac{\tau}{2r} \quad (12)$$

که در آن  $\tau$  زمان لازم برای عبور موج فراصوتی از قطر حباب است. (۲۲)

با در نظر گرفتن  $\Lambda = \frac{3\rho c^3 \tau}{32}$  و  $\rho_{sb}$  به عنوان فشار سطحی<sup>(۹)</sup> چگالی انرژی جذب شده در حباب این است

$$I_{sb} = \frac{2\Lambda}{r} = \rho_{sb} \quad (13)$$

و انرژی جذب شده چنین است [۸]

$$I_{sa} = \frac{3}{8} \eta_{sb} \rho_L c^3 \left( \frac{\tau}{2r} \right) \quad (14)$$

اگر عبور موج فراصوتی انبساطی از قطر حباب در زمان نیم‌تناوب باشد، شعاع بیشینه‌ی حباب از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید

$$r_c = \frac{c\tau}{4} \quad (15)$$

که در آن، زمان تناوب موج فراصوتی می‌باشد. اگر شکل موج به شیوه‌ی انبساطی به طول دوره‌ی بزرگ‌تری جابه‌جا شود،  $r_c$  می‌تواند بزرگ‌تر شود. به عبارت دیگر، انرژی موج فراصوتی جذب شده‌ی نیم طول موج در روش انبساطی این است

$$I_{sb} = \left( \frac{1}{2} \rho_L c^2 \right) \left[ \pi \frac{1 - \left( \frac{k}{k_s} \right)}{\left( \frac{k}{k_s} \right)^2} \frac{\omega \tau_D}{1 + \omega^2 \tau_D^2} \right] + \frac{4}{9} \frac{\omega \tau_L}{1 + \omega^2 \tau_L^2} + \frac{1}{3} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \omega \tau_L \quad (16)$$

با توجه به معادلات بالا، میزان جذب هنگامی بیشینه است که  $\omega \tau$  برابر واحد شود. هم‌چنین زمان‌های واهلش را می‌توان به شکل‌های زیر در نظر گرفت

$$\tau_D = \frac{\rho_L \frac{1}{2} r_c^2}{2\sigma^2} - \frac{\Gamma}{4} \quad (6)$$

$$\tau_L = \left( \frac{1}{n} \right)^{\frac{5}{6}} \left( \frac{\rho_L}{2kT} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

در معادلات بالا  $r_c$  شعاع بحرانی،  $\sigma$  کشش سطحی،  $\Gamma$  دوره‌ی تناوب،  $k$  ثابت بولتزمن،  $T$  دما و  $n$  چگالی مولکولی می‌باشد. لذا با تنظیم بسامد موج فراصوتی مناسب می‌توان  $\alpha_\pi$  را بیشینه کرد. موج فراصوتی به اندازه‌ی  $\frac{\pi}{4}$  در مایع نفوذ می‌کند و انرژی جذب شده‌ی آن برابر  $\Delta I = I_0 \alpha_\pi$  است.

قسمتی از انرژی جذب شده طبق رابطه‌ی زیر به انرژی پتانسیل مکانیکی تبدیل می‌گردد [۸]

$$\omega_k = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (8)$$

و بقیه‌ی انرژی به صورت گرمایی تلف می‌شود. بازده سودمندی  $\eta$  را می‌توان به شکل زیر در نظر گرفت

$$\eta = \frac{4\sigma}{I_0 r_c \alpha_\pi} \quad (9)$$

با توجه به معادله‌ی (۹) می‌توان دریافت که تنها بخش کوچکی از انرژی موج فراصوتی باعث رشد حباب‌های کاواکی می‌گردد. هماهنگی میان موج فراصوتی و حباب یک پارامتر اساسی است و انرژی موج فراصوتی جذب شده به صورت انرژی پتانسیل در حباب ذخیره می‌شود. انرژی موج فراصوتی ورودی به واحد سطح در واحد زمان به طور کلی به صورت زیر بیان می‌شود

$$I_s = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 c \quad (10)$$

که در آن،  $\rho$  چگالی محیط،  $a$  دامنه‌ی موج،  $\omega$  بسامد زوایه‌ای و  $c$  سرعت صوت می‌باشد.



اگر نوترون‌های پرنرژدی با مولکول‌های مایع برخورد کنند، در اثر گرمای ایجاد شده مولکول‌ها به یون‌ها و اتم‌های شان تجزیه شده و با برخورد به دیواره‌ی حباب باعث رشد حباب می‌گردند. در حضور برخوردهای نوترونی به دلیل چسبیدن یون‌های تولید شده از قبیل  $\text{CO}_3^-$  به پیرامون حباب، حباب‌ها آسان‌تر رشد می‌کنند. برای مثال در محیط استونی،  $\text{CH}_3^-$  با طول عمر ۱ میلی ثانیه تولید می‌گردد. این افزایش بار بر روی پیرامون حباب، فشار انبساطی (فشار الکتروستاتیکی) را افزایش می‌دهد. فشار الکتروستاتیکی از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید [۹]

$$P_c = \frac{\delta^2}{2\varepsilon} \quad (20)$$

که در آن  $\delta$  چگالی بار و  $\varepsilon$  ثابت دی‌الکتریک است. چگالی بار چنین بیان می‌شود [۱۱]

$$\delta = \frac{ne}{4\pi r^2} \quad (21)$$

که در آن کمیت‌های  $n$  و  $e$  به ترتیب، تعداد و مقدار بار الکتریکی هستند.  $\delta$  در مراحل اولیه‌ی رشد حباب نقش تعیین کننده‌ای دارد. پیوستن یون‌های حاصل از محیط آلی بر روی رویان حباب باعث رشد آن توسط فشار الکتروستاتیکی می‌گردد. چرخه‌ی حیات حباب‌های کاواکی در فرایند هم‌جوشی صوتی از این نقطه آغاز می‌گردد. پیشنهاد می‌گردد برای تولید یون‌ها در مراحل اولیه‌ی رشد حباب، مواد به کار گرفته شده قطبی باشند، زیرا انرژی یونش در این گروه از مواد کم‌تر است.

دیگر فشار مهم، ناشی از کشش سطحی است که چنین بیان می‌شود [۹]

$$P_s = \frac{2\gamma}{r} \quad (22)$$

که در آن  $\gamma$  کشش سطحی و  $r$  شعاع حباب است. بنابراین موازنه‌ی فشار بر روی حباب چنین است

$$\frac{2\gamma}{r} = 2\rho_1(u+u^*)C_1 + \frac{\delta^2}{2\varepsilon} \quad (23)$$

نسبت  $\frac{k}{k_s}$  (تراکم‌پذیری) با استفاده از فرمول رانکین [۷ و ۸] به دست می‌آید

$$\frac{k}{k_s} = \frac{(\gamma-1)+(\gamma+1)\varepsilon}{2\gamma(4+1)} \approx \frac{\gamma+1}{2\gamma} \quad (17)$$

که در آن  $\varepsilon$  برابر  $\frac{\rho_c}{\rho_0}$ ، و  $\rho_0$  و  $\rho_c$  به ترتیب، فشار موج فراصوتی و فشار درونی حباب می‌باشد. بنابراین میزان جذب موج فراصوتی در حباب چنین محاسبه می‌شود

$$\eta_{sb} = \frac{4}{3} \left[ 2\pi \frac{1-\frac{1}{\gamma}}{\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)^2} \frac{\omega\tau_D}{1+\omega^2\tau_D^2} + \frac{4}{9} \frac{\omega\tau_L}{1+\omega^2\tau_L^2} \right] + \frac{4}{9} \frac{\gamma-1}{\gamma} \omega\tau_L \quad (18)$$

با توجه به معادله‌ی (۱۸) جذب هنگامی بیشینه است که زمان واهلش با زمان تناوب موج فراصوتی مساوی یا مقدار بسامد زاویه‌ای در زمان واهلش برابر واحد گردد ( $\tau\omega=1$ ).

### ۳- تأثیر کشش سطحی و پتانسیل درون مولکولی، ثابت

#### دی‌الکتریک و انرژی یونش بر رشد بهینه‌ی حباب

برای انجام پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی، محیط میزبان باید گاززدایی شود. گاززدایی شامل بیرون راندن گازهای حل شده در محیط مایع است. این عمل باعث تقویت کشش سطحی و کشش مایع می‌گردد و دمای جوش را نیز پایین می‌آورد. در ابتدا باید تعداد زیادی رویان<sup>(۱۰)</sup> حباب در مایع وجود داشته باشد که با کاهش فشار خارجی یا با افزایش دمای مایع این رویان‌ها رشد کنند. در حالت کاواک‌زایی صوتی، تفاوت فشار بین درون<sup>(۹)</sup> و بیرون (۱) حباب چنین بیان می‌شود [۹]

$$P_0 - P_1 = \left(\frac{1}{2}\right)\rho_1 \left\{ (C_1 + u + u^*)^2 - (C_1 - u - u^*)^2 \right\} = 2\rho_1(u+u^*)C_1 \quad (19)$$

که در آن،  $C_1$  سرعت موج فراصوتی در مایع،  $u$  و  $u^*$  به ترتیب، میانگین سرعت ارتعاشی و میانگین سرعت گرمایی مولکولی در راستای موج فراصوتی است.



یونش، یون‌سازی سریع‌تر انجام می‌گیرد. به دلیل افزایش فشار الکتروستاتیکی برای رشد حباب، بهتر است ثابت دی‌الکتریک محیط، پایین باشد. البته انرژی یونش در مرحله‌ی پلاسما‌سازی در حباب نیز مؤثر است. با در نظر گرفتن یک ماده‌ی دوترونه، که شامل b اتم اکسیژن، c اتم کربن و d اتم دوتریم است، مقدار انرژی لازم برای تولید گاز پلاسما در حبابی به شعاع  $r$  این است [۱۰]

$$w_0 = \frac{N}{(b+c+d)} (b\epsilon_0 + c\epsilon_C + d\epsilon_D) \quad (24)$$

که در آن  $N$  تعداد مولکول‌ها، و  $\epsilon_0$ ،  $\epsilon_C$ ،  $\epsilon_D$  انرژی‌های لازم برای تجزیه و یونش مولکول‌های اکسیژن، کربن و دوتریم است. یونش در محیط‌هایی که دارای انرژی یونش پایین هستند آسان‌تر صورت می‌گیرد. بنابراین برای تولید آسان‌تر ذرات پلاسما، انرژی یونش محیط باید پایین باشد. این انرژی در مرحله‌ی تولید رویان و رشد حباب نیز مؤثر است و مقدار آن برای ایجاد سریع یون‌ها در محیط باید پایین باشد. به جای استفاده از باریکه‌ی تپی نوترون، استفاده از پرتوهای لیزر پیشنهاد شده است، زیرا پرتوهای لیزر یون‌سازی مؤثری را انجام می‌دهند. ولی تجربه ثابت کرده است [۱ تا ۵] که به کارگیری باریکه‌ی تپی نوترون برای تولید حباب‌های بزرگ‌تر و خوشه‌های کروی حباب مناسب‌تر است. تأثیر فشار الکتروستاتیکی با افزایش  $r$  کاهش می‌یابد و هنگامی که به شعاع بحرانی  $r_c$  نزدیک می‌شود، تقریباً قابل چشم‌پوشی است. بنابراین  $r_c$  توسط موج فراصوتی و کشش سطحی تعیین می‌گردد.

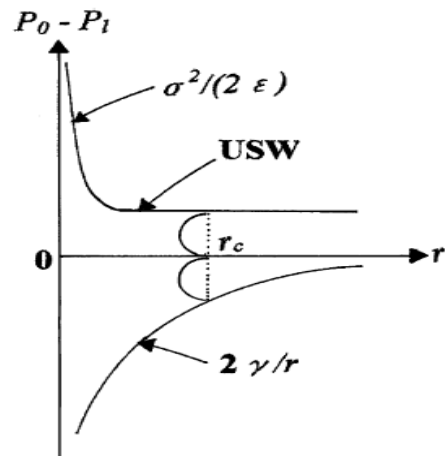
در نظریه‌ی مولکولی، کشش سطحی به صورت زیر بیان می‌گردد [۱۰]

$$\gamma = -(n_0 - n)^2 \frac{\pi}{2} \int_{\epsilon_0}^{\infty} \phi_0(\epsilon) \epsilon^3 d\epsilon \quad (25)$$

که در آن،  $n_0$ ،  $n$ ،  $\epsilon_0$ ،  $\epsilon$  و  $\phi_0(\epsilon)$  به ترتیب، نمایان‌گر چگالی مولکولی در کاواک، چگالی مولکولی در بخار، فاصله‌ی درون مولکولی، کم‌ترین فاصله‌ی درون مولکولی و پتانسیل درون مولکولی می‌باشد. پیوند درون مولکولی در مواد از نوع واندروالسی یا هیدروژنی است. اندازه‌ی مولکول‌ها در مواد با

شکل ۱ چگونگی تعیین شعاع حباب  $r_c$  با استفاده از روابط بین موج فراصوتی، چگالی بار سطحی و کشش سطحی را نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۱،  $r_c$  بزرگ به موج فراصوتی و کشش سطحی پر قدرت نیاز دارد. کاواک‌های بسیار کمی در مایع‌هایی که تحت عمل گاززدایی قرار گرفته‌اند، وجود دارد. بنابراین تعداد رویان‌هایی که قادر به رشد هستند، کم است. به علاوه کشش سطحی قوی‌تر شده و حباب‌ها به سختی انبساط می‌یابند. به همین دلیل برای ایجاد و رشد کافی حباب‌ها در مایع‌های گاززدایی شده از بمباران با باریکه‌ی نوترونی استفاده می‌شود. فروریزش حباب در مایع‌های گاززدایی شده که دارای کشش سطحی بزرگی می‌باشند، دمای هسته‌ی حباب فروپاشیده را به میزان کافی افزایش می‌دهد.

بنابراین کشش سطحی محیط باید بزرگ باشد. در جدول ۱ مقادیر کشش سطحی برای چند ماده‌ی آلی آورده شده‌اند. باید ماده‌ای انتخاب شود که در آن بارهای الکتریکی سریعاً به سطح حباب بچسبند. در مایع‌های قطبی به دلیل پایین بودن انرژی



شکل ۱- اختلاف فشار ناشی از نیروهای الکتروستاتیکی و موج فراصوتی در تقابل با فشار ناشی از کشش سطحی بر سطح حباب.

جدول ۱- کشش سطحی برخی از محیط‌های مساعد برای انجام فرایند هم‌جوشی صوتی

ماده	دما (سلسیوس)	کشش سطحی (۱۰ <sup>-۳</sup> متر/نیوتن)
استون	۰	۲۶,۲۱
استوفون	۲۰	۳۹,۸
استامید	۸۵	۳۹,۳
استالسالیک اسید	۲۶	۶۰,۰۶
۱- بوتانول	۰	۲۶,۲
اتیل استات	۰	۲۶,۵
متیل آمین	-۷۰	۲۹,۲
آب	۱۸	۷۳,۰۵



با استفاده از نظریه‌ی جنبشی مولکولی می‌توان بیشینه انرژی آزاد شده در فرایند فروریزش حباب را مورد ارزیابی قرار داد. در حقیقت اگر ظرفیت گرمایی هسته‌ی حباب مشخص باشد، بیشینه دما می‌تواند تخمین زده شود. مقدار کل انرژی‌های بستگی مولکول‌ها در حبابی به شعاع  $r_c$  در واقع بیشینه انرژی ذخیره شده است که در فرایند فروریزش آن آزاد می‌گردد. این مقدار انرژی به صورت زیر تخمین زده می‌شود [۱۰]

$$\varepsilon_T = \left( \frac{\varepsilon\pi}{3} \right) r_c^3 \varepsilon_b \quad (29)$$

که در آن  $\varepsilon_b$  چگالی انرژی بستگی مولکولی است.  $\varepsilon_T$  با استفاده از مفهوم کشش سطحی به صورت زیر قابل تخمین است و وابستگی این عامل به کشش سطحی نیز مشخص می‌گردد [۱۰]

$$\varepsilon_T = \int_{r_0}^{r_c} \frac{2\gamma}{r} 4\pi r^2 dr = 4\pi\gamma(r_c^2 - r_0^2) \quad (30)$$

که در آن وابستگی ضعیف  $\gamma$  به  $r$  اعمال نگردیده است. از آن جایی که  $r_c$  و  $r_0$  دارای بزرگی حدود ۱ میلی‌متر و ۱ میکرومتر می‌باشند، از  $r_0^2$  می‌توان چشم‌پوشی کرد.

با تعریف  $\rho_g$  و  $C_T$  به عنوان چگالی و ظرفیت گرمایی برای حبابی به شعاع  $r_c$ ، دمای حاصل از فروریزش آن به صورت زیر قابل برآورد است [۸]

$$T_h = \frac{3}{2\rho_g C_T} \left( \frac{2\gamma}{\gamma_0} \right) \left( \frac{r_c}{r_0} \right)^2 \quad (31)$$

با استفاده از معادله‌ی (۳۱) و مقادیر آزمایش‌های ORNL [۵ تا ۷]، مقدار این دما  $10^9$  کلوین به دست می‌آید. همان‌طور که بیان شد، این مقدار بیشینه‌ی دمای حاصل است. با در نظر گرفتن این دما و با فرض بازده‌ی گرمایی ۱۰ درصدی واکنش‌های هم‌جوشی انجام می‌شوند. روابط مرتبط با فروریزش حباب و کشش سطحی نیز در جدول ۲ نشان داده شده‌اند.

اتلاف گرما با سازوکار هدایت از هسته‌ی حباب به مایع اطراف آن با شیب دما متناسب است و این اتلاف موجب محدودیت افزایش دمای هسته‌ی حباب می‌گردد. به هر حال، در

پیوندهای هیدروژنی در کل بزرگ‌تر از مواد با پیوندهای واندروالسی است. هنوز موادی که به طور خاص دارای پیوندهای هیدروژنی باشند در آزمایش‌های هم‌جوشی صوتی به کار گرفته نشده‌اند. از این‌رو، در این مقاله انرژی درون مولکولی در مواد دارای پیوندهای واندروالسی مورد بررسی قرار گرفته است. مقدار پتانسیل درون مولکولی به صورت زیر قابل تخمین است [۷]

$$\phi(r) = - \frac{\alpha_p \mu^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2 r^6} \quad (26)$$

که در آن  $\alpha_p$  و  $\mu$  به ترتیب، نشان‌دهنده‌ی قطبش‌پذیری مولکول‌ها و گشتاور دوقطبی می‌باشد. بنابراین پتانسیل مولکولی تابعی از گشتاور دوقطبی و ساختار مولکولی بوده و این عوامل تعیین‌کننده‌ی پتانسیل پیوندی‌اند. لازم به ذکر است که گشتاور دوقطبی علاوه بر نیروی پیوندی، در کشش سطحی، ظرفیت گرمایی، گران‌روی، زمان‌های واهلش و تراکم‌پذیری نیز مؤثر است، هر کدام از این عوامل کم و بیش با گشتاور دوقطبی افزایش می‌یابند. برای مثال، چگالی انرژی با گشتاور دوقطبی افزایش می‌یابد و بازتاب مستقیم آن افزایش کشش سطحی است. عامل مهم دیگر اندازه‌ی مولکولی است، زیرا مولکول‌های با اندازه‌ی بزرگ، چگالی جرمی و پتانسیل درون مولکولی را کاهش می‌دهند. اگر دو مولکول در برهم‌کنش بوده و به یک‌دیگر نزدیک شوند، ابر الکترونی دو مولکول پتانسیل دافعه‌ی قوی به وجود می‌آورد. در این حالت برای تعیین پتانسیل مولکولی از معادله‌ی لنارد-جونز<sup>(۱۱)</sup> به شکل زیر استفاده می‌شود [۷]

$$\phi(\varepsilon) = \phi_0 \left\{ \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)^{12} - 2 \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)^6 \right\} \quad (27)$$

برای محاسبه‌ی چگالی مولکولی نیز می‌توان از رابطه‌ی فرنکل<sup>(۱۲)</sup> به شکل زیر استفاده کرد [۷]

$$(n_0 - n)^2 = b(T_c - T)^2 \quad (28)$$

که در آن  $b$  یک مقدار ثابت و  $T_c$  دمای جوش است.



نیروهای لختی محدود می‌گردد. مدت زمانی که برای ادغام حباب و آب‌کشی میان حباب‌ها مورد نیاز است در حدود ۲ میکروثانیه می‌باشد و این نشان می‌دهد که حباب‌هایی که در داخل خوشه‌های حباب گسترش یافته‌اند، زمان کافی برای ادغام را خواهند داشت. ادغام ۱۰ تا ۲۰ حباب کوچک‌تر با هم حباب‌هایی با اندازه‌های ۸۰ تا ۶۰۰ میکرومتر ایجاد می‌کند. اگر در ابتدای فرایند ادغام، ۱۰۰۰ حباب موجود باشد پس از آن ۵۰ تا ۱۰۰ حباب بزرگ‌تر خواهیم داشت که فروریزش این حباب‌های بزرگ‌تر شرایط استثنایی و فوق‌العاده‌ای را برای ایجاد گداخت گرما هسته‌ای فراهم می‌آورد. بنابراین کشش سطحی علاوه بر این که در رشد حباب‌ها مؤثر است، در ادغام حباب‌ها نیز نقش اساسی دارد و باید از مواد با کشش سطحی بالا استفاده شود.

#### ۴- تأثیر ضریب چگالش و فشار بخار بر نرخ چگالش

در آزمایش‌های انجام شده توسط گروه ORNL، مشاهده شد که در محیط دی‌استون و در دمای ۲۷۳ کلوین در اثر فروریزش شدید حباب‌های کاواکی حاصل از میدان صوتی، فرایند هم‌جوشی صوتی صورت می‌گیرد ولی در دمای ۲۹۳ کلوین حتی در محیط دی‌استون هم هم‌جوشی انجام نمی‌شود و با خنک‌سازی همین محیط تا دمای ۲۷۳ کلوین با ثابت ماندن تمامی شرایط نسبت به حالت قبل، واکنش هم‌جوشی صوتی انجام می‌شود. هم‌چنین در موادی از قبیل آب سنگین که دارای ضریب چگالش پایین هستند احتمال رخداد هم‌جوشی صوتی پایین است [۱۱، ۱۲ و ۱۳]. در حین مرحله‌ی فروریزش، بخار شروع به میعان می‌کند. در این مرحله، یک میعان غیرتعدادی رخ می‌دهد. هرچه سرعت این میعان بیش‌تر باشد، انحراف از حالت تعادلی بیش‌تر می‌شود و در نتیجه فشار و دما بیش‌تر افزایش می‌یابد. زمانی که فشار بخار به نقطه‌ی بحرانی ترمودینامیکی رسید، میعان متوقف می‌گردد. برای شرح فرایندهای تبخیر/چگالش در مرز مشترک  $(r = a(t))$  برای هر دو حالت ماخ پایین و بالا، از شرایط جهش انرژی استفاده می‌شود [۱۱]

$$\lambda_L \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a+0} - \lambda_G \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a-0} = j h_{LG} (P_{Ga}) \quad (32)$$

که در آن  $\lambda_L$  ضریب هدایت گرمایی فاز مایع،  $\lambda_G$  ضریب هدایت گرمایی فاز گاز - بخار،  $h_{LG}(P_{Ga})$  گرمای نهان وابسته به

#### جدول ۲- مقادیر فیزیکی مرتبط با فروریزش حباب و کشش سطحی

انرژی جنبشی چگالی سطح فروپاشیده	شتاب سطح فروپاشیده	سرعت سطح فروپاشیده
$\omega_b = \frac{1}{2} \rho_l V_b^2$	$\alpha_b = \frac{2\gamma}{\rho_l r^2}$	$V_b = 2 \left[ \frac{\gamma}{\rho_l} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$
سرعت اتلاف گرما در واحد سطح	شیب گرما در سطح حباب	افزایش دمای حباب
$\frac{dq}{dt} = k_l \nabla T$	$\nabla T = \frac{-2\gamma}{\rho_g C_g r^2}$	$\Delta T = \frac{2\gamma}{\rho_g C_g} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right)$

حالت فشرده‌گی بی‌دررو<sup>(۱۳)</sup> انرژی تولید شده بسیار بیش‌تر از هدایت گرمایی به بیرون حباب بوده و افزایش دما بسیار بالا است. اتلاف گرما در محیط استون کم‌تر از محیطی مانند آب است، زیرا هدایت گرمایی آب ۴ برابر هدایت گرمایی استون است و بنابراین گرمای کم‌تری در محیط استون تلف می‌گردد.

فروریزش حباب‌های بخار به شعاع ۶۰۰ تا ۸۰۰ میکرومتر در یک خوشه‌ی حباب که تحت فشار صوتی ورودی ۱۵ بار قرار دارد، باعث ایجاد موج ضربه‌ای و سرعت‌های محلی در اطراف خوشه‌ی حباب و دمای بالا در هسته‌ی حباب فروپاشیده می‌شود. این شرایط در فاصله‌ی زمانی بسیار کوتاه به طول می‌انجامد. بنابراین تشکیل حباب‌های بزرگ در خوشه‌ی حباب باعث ایجاد موج‌های ضربه‌ای قوی و در نتیجه انجام واکنش هم‌جوشی صوتی می‌گردد. در آزمایش‌های ORNL اعمال میدان صوتی بر روی یک خوشه‌ی حباب شامل تقریباً ۱۰۰۰ حباب، به شعاع اولیه‌ی حدود ۴ میلی‌متر انجام پذیرفته است. بزرگی فشار میدان صوتی بر روی خوشه‌ی حباب‌های پیرامونی ۱۵ بار اندازه‌گیری شده است، حباب‌های نزدیک مرکز خوشه متفاوت بوده است. حباب‌ها در منطقه‌ی مرکزی خوشه ممکن است به دلیل دینامیک چندحبابی تحت یک فشار تراکمی بالاتر از حباب‌های پیرامونی قرار گیرند [۱ و ۳].

شعاع بیشینه‌ی حباب‌ها در خوشه در ابتدا ۱۰۰ تا ۳۰۰ میکرومتر است که برای داشتن یک تمرکز مؤثر موج تراکمی در حباب و تولید هسته‌ی مرکزی هم‌جوشی بسیار کم است. یکی از سازوکارهای ممکن که منجر به بزرگ شدن اندازه‌ی حباب‌ها می‌گردد ادغام است. فرایند ادغام در خوشه‌های حباب توسط آب‌کشی<sup>(۱۴)</sup> لایه‌ای مایع بین حباب‌های مجاور کنترل می‌شود. این آب‌کشی لایه‌ای توسط نیروی کشش سطحی انجام و توسط



با جای گذاری این مقادیر در رابطه‌ی (۳۳)، رابطه‌ی زیر به دست می‌آید [۱۲]

$$j = \frac{\beta}{\sqrt{2\pi\left(\frac{R}{M}\right)T_a}} [P_s(T_a) - P_{Ga}] + \frac{1}{2}\beta j \quad (38)$$

این معادله به شکل زیر نیز بیان می‌شود [۱۱ و ۱۳]

$$j = f \frac{P_s(T_a) - P_{Ga}}{\sqrt{2\pi\left(\frac{R}{M}\right)T_a}} \quad \text{و} \quad C_a = \frac{2\beta}{2 - \beta} \quad (39)$$

که در آن،  $\beta$  ضریب چگالش و  $C_a$  ضریب چگالش مؤثر است. ضریب چگالش ( $\beta$ ) به صورت احتمال چگالش بخار در سطح مشترک مایع تعریف می‌شود. این عامل، نقش مهمی در تعیین مقدار بخار موجود در حباب (در مرحله‌ی فروریزش) و مقدار کاهش دمای بیشینه دارد. نسبت باقی مانده ( $1 - \beta$ ) به فاز مایع برگردانده می‌شود، این معادله فرمول صریحی را برای نرخ تبخیر ( $j > 0$ ) و چگالش ( $j < 0$ ) ارائه می‌دهد. به سادگی می‌توان دید که برای  $\beta$ های بسیار کوچک تفاوتی میان  $\beta$  و  $C_a$  وجود ندارد، ولی اگر  $\beta = 1$  باشد، یعنی مقدار ضریب چگالش بیشینه گردد،  $C_a = 2$  خواهد بود. از معادله‌ی (۳۹) کاملاً مشخص است که نرخ چگالش، که مقادیر بالاتر آن در فرایند هم‌جوشی صوتی مطلوب است، به فشار بخار و ضریب چگالش وابسته است. برای آب سنگین  $\beta \approx 0.075$  و برای مولکول‌های بزرگ و پیچیده  $\beta$  بسیار بزرگ‌تر است. به ویژه، برای مولکول‌های آلی بزرگ، ضریب چگالش بسیار بزرگ‌تر از آن آب است [۱۴]. یکی از دلایلی که باعث می‌شود مایع‌های آلی برای فوق‌فشرده‌گی حباب فروپاشیده بهتر عمل کنند، نرخ بالای چگالش آن‌ها است که در نتیجه‌ی آن لایه‌ی بخار کم‌تری در خلال فرایند فروریزش وجود خواهد داشت. برای مثال ضریب چگالش برای استون نزدیک به یک است. بنابراین یکی از دلایلی که باعث می‌شود احتمال واکنش هم‌جوشی صوتی در آب سنگین پایین باشد، پایین بودن ضریب چگالش آن است. هم‌چنین از معادله‌ی (۳۹)، مشاهده می‌شود که با کاهش فشار بخار نرخ چگالش افزایش می‌یابد. بنابراین فشار بخار محیط باید پایین باشد و موادی انتخاب شوند

فشار گاز/بخار در سطح و فشار جرمی در طی تغییر فاز است. تحلیل فرایندهای انتقال مولکول‌های بخار در مرز مشترک مایع/بخار براساس فرمول هررتز-نودسن-لانگمیر<sup>(۱۵)</sup> می‌باشد. این فرمول براساس فشار اشباع  $P_s$  و مشخصه‌هایی از فازهای مایع و بخار بر روی سطح به شکل زیر نوشته می‌شود [۱۲]

$$j = \frac{\beta}{\sqrt{2\pi\left(\frac{R}{M}\right)}} \left( \frac{P_s(T_{la})}{\sqrt{T_{la}}} - \frac{X_G P_{Ga}}{\sqrt{T_{Ga}}} \right) \quad (33)$$

که در آن  $X_G$  ضریب تصحیحی است که نتایج حرکت خالص بخار در مسیر را روی یک توزیع سرعت ماکسولی فرضی مولکول‌های بخار بیان می‌کند و برابر است با

$$X_G = \exp(-\Omega^2) - \Omega \sqrt{\pi} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\Omega} \exp(-x^2) dx \right) \quad (34)$$

که در آن  $\Omega$  سرعت نسبی کل بخار است و به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۲]

$$\Omega = \frac{j}{\sqrt{2P_{Ga}}} \sqrt{\frac{R}{M} T_{Ga}} = \frac{\dot{a} - w_{Ga}}{\sqrt{2\left(\frac{R}{M}\right)T_{Ga}}} \quad (35)$$

در اصل، دمای مرز مشترک تحت جهش  $T$  به شکل زیر است

$$T_{la} - T_{Ga} = T \quad (36)$$

برای کاهش زمان محاسبات، برخی ساده‌سازی‌ها انجام شده است. از آن جایی که مقدار پرش دما تأثیر زیادی بر حل مسئله ندارد، می‌توان  $T_{la} = T_{Ga} = T_a$  را در نظر گرفت که در آن  $T_a$  نشان‌دهنده‌ی دمای مرز مشترک است. در معادله‌ی (۳۵)،

$$w_{Ga} - \frac{da}{dt}, \quad \text{در مقایسه با } \sqrt{2\left(\frac{R}{M}\right)T_{Ga}} \text{ کوچک است. در}$$

نتیجه  $\Omega \ll 1$  و می‌توان  $X_G$  را ساده کرد

$$X_G \approx 1 - \sqrt{\pi}\Omega \quad (37)$$





دی‌الکتریک محیط پایین باشد. انرژی یونش محیط نیز برای ایجاد سریع‌تر یون‌ها بهتر است پایین باشد، به علاوه برای تولید آسان‌تر ذرات پلاسما نیز انرژی یونش محیط باید پایین باشد.

برای جلوگیری از اتلاف گرما در محیط، بهتر است هدایت گرمایی محیط پایین باشد. مثلاً هدایت گرمایی محیط‌های آبی ۴ برابر آن در محیط استون است. کشش سطحی علاوه بر این که در رشد حباب‌ها مؤثر است، در ادغام حباب‌ها نیز نقش اساسی دارد و باید از محیط‌هایی با کشش سطحی بالا استفاده گردد. آب سنگین قابلیت استفاده شدن به عنوان محیط میزبان هم‌جوشی صوتی را دارا نمی‌باشد، زیرا وزن مولکولی آب پایین است و از این رو سرعت صوت در بخار، زیاد خواهد بود که در نتیجه‌ی آن شدت فروریزش کم‌تر می‌شود. بازده تبدیل انرژی و تروش میان موج فراصوتی و آب سنگین بسیار پایین است و انرژی کافی به سختی مهیا می‌گردد. آب سنگین دارای ضریب چگالش پایین، تراکم‌پذیری غیرخطی بالا و قدرت کاواکی نسبتاً پایین است. بنابراین حباب‌های کوچک تشکیل می‌شوند و هم‌چنین تعداد حباب‌ها در خوشه‌ها نیز زیاد نیستند. این حباب‌ها دارای جرم بخار بالایی هستند که در نتیجه‌ی آن انرژی جنبشی مایع پایین خواهد بود. زیرا در اثر نرخ بالای چگالش، انرژی جنبشی مایع به طور مؤثری به انرژی درونی سیالی که در درون هسته‌ی فروپاشیده‌ی حباب وجود دارد، تبدیل می‌گردد.

با توجه به خواص کلیدی ذکر شده در گروه‌های مختلفی از مواد آلی [۱۶]، محیط‌های میزبان بهینه پدیده‌ی هم‌جوشی صوتی به شرح ذیل معرفی می‌گردند:

استفاده از آلکان‌های ساده محیط مناسبی را فراهم نمی‌آورد، البته با افزودن گروه‌های هالوژنی از قبیل برم یا کلر خواصی نظیر کشش سطحی، وزن مولکولی و تا حدی فشار بخار محیط آلکان بهبود می‌یابد. برای مثال برم‌کلرومتان دارای خواص نسبتاً مطلوبی است. آلکان‌های حلقوی نظیر سیکلوهگزان به خصوص اگر به شکل مشتق هالوژن‌دار آن به کار روند دارای وزن مولکولی، کشش سطحی و به ویژه فشار بخار مطلوبی خواهند بود. با افزودن بیش‌تر گروه‌های هالوژنی به ویژه برم به آلکان‌های سنگین‌تر از متان خواص مذکور مطلوب‌تر می‌شود. ترکیبات تری‌برومتان و ۱، ۲ و ۳ تری‌بروم‌پروپان نیز دارای وزن مولکولی و کشش سطحی بالایی می‌باشند و به علاوه فشار بخار پایینی دارند. استفاده از ترکیبات آروماتیک مانند بنزن و مشتقات آن بسیار مفید است. بنزن دارای خواص مطلوب‌تری نسبت به استون

که ذاتاً دارای فشار بخار پایین هستند. با کاهش دما از ۲۹۸ به ۲۷۳ کلوین، فشار بخار بیش از سه برابر کاهش می‌یابد که این کاهش برای فرایند هم‌جوشی صوتی مناسب است [۱۵].

## ۵- بحث و نتیجه‌گیری

جذب موج فراصوتی در محیط، یکی از عوامل کلیدی است که منجر به رشد اولیه‌ی حباب می‌گردد. بنابراین باید با بهینه‌سازی به بیش‌ترین میزان جذب در محیط رسید که لازمه‌ی آن  $(\omega\tau=1)$  است. به عبارت دیگر بسامد موج فراصوتی باید با خواص ذاتی محیط هماهنگ گردد تا جذب بیشینه شود.

چون مقدار زمان واهلش به خصوص برای مایعات بسیار کوتاه است باید از بسامدهای بزرگ‌تر موج فراصوتی استفاده شود. جذب به خصوص در ترکیبات حلقوی بنزن دارای مقادیر بالاتری نسبت به استون است. وجود استون در بنزن، میزان جذب موج فراصوتی محیط را کاهش می‌دهد و این یکی از ضعف‌های استفاده از مخلوط استون-بنزن در فرایند هم‌جوشی صوتی است. یکی از عوامل کلیدی برای انجام واکنش هم‌جوشی صوتی میزان نرخ چگالش در مرحله‌ی فروریزش حباب است و باید تا حد ممکن شرایطی ایجاد کرد که چگالش بخار زیاد شود. ضریب چگالش و فشار بخار عواملی هستند که در مقدار نرخ چگالش مؤثراند. در آزمایش‌های صورت گرفته در محیط دی‌استون در دمای ۲۹۳ کلوین هم‌واکنش هم‌جوشی‌ای مشاهده نشده است که دلیل آن، فشار بالای بخار درون حباب است. ولی با خنک‌سازی محیط تا دمای ۲۷۳ کلوین واکنش هم‌جوشی صوتی انجام شده است. دلیل این رخداد کاهش فشار بخار تا حدود ۳ برابر است. به دلیل پایین بودن ضریب چگالش در مایع‌هایی نظیر آب سنگین و در نتیجه کاهش نرخ چگالش، واکنش هم‌جوشی صوتی انجام نشده است. در مایع‌های آلی مانند دی‌استون مقدار این ضریب نزدیک واحد است.

برای ایجاد رویان‌های اولیه در محیط، بهتر است از نوترون‌های پرنرژی استفاده شود. استفاده از ذرات آلفا یا لیزر موجب ایجاد حباب‌های غیرکروی و کوچک می‌گردد. پیوستن یون‌های حاصل از محیط آلی به رویان حباب باعث رشد آن از طریق فشار الکتروستاتیکی می‌گردد. پیشنهاد می‌شود برای ایجاد یون‌ها در مراحل اولیه‌ی رشد حباب مواد به کار گرفته شده قطبی باشند، زیرا انرژی یونش این گروه از مواد کم‌تر است. به دلیل اهمیت فشار الکتروستاتیکی در رشد حباب، بهتر است ثابت



### پی‌نوشت‌ها:

- ۱- Sonofusion
- ۲- Cavitating Bubble
- ۳- Collapse
- ۴- Shock Wave
- ۵- Oak Ridge National Library
- ۶- Host Media
- ۷- Ultrasonic Waves
- ۸- Relaxation Time
- ۹- Surface Pressure
- ۱۰- Embryo
- ۱۱- Lenard Jones
- ۱۲- Frenkle
- ۱۳- Adiabatic
- ۱۴- Drainage
- ۱۵- Hertz Nudsen Langmire

است، در ضمن میزان جذب موج فراصوتی در بنزن بالا است. ترکیبی مانند بنزوفنون نیز با توجه به کشش سطحی بالا و فشار بخار پایین آن مطلوب است. در انتخاب این ترکیبات آلی باید دقت کرد، مثلاً ترکیب دی‌هیدروکسی‌بنزن که محیط مساعدی را فراهم می‌آورد، در حالت متاهیدروکسی‌بنزن نسبت به اورتوهیدروکسی‌بنزن بسیار مفیدتر است. در این میان، مشتقاتی نظیر نیتروبنزن، تولوئن، بنزن برمید، بنزن کلرید و بنزن یدید مناسب‌تراند. گروه آلدهیدها نامزد خوبی نمی‌باشند، به ویژه این که دارای فشار بخار بالا هستند. کتون‌هایی مانند استون که در فرایند هم‌جوشی صوتی به کار رفته‌اند، نیز دارای خواص نامطلوبی از جمله جذب پایین موج فراصوتی و فشار بخار بالا می‌باشند ولی در مجموع محیط مناسبی را برای انجام فرایند هم‌جوشی صوتی فراهم می‌آورند. گروه الکل‌ها نیز دارای خواص مطلوب است، به ویژه بوتانول، پروپانول، سیکلوهگزانول و فنول که دارای کشش سطحی بالا و فشار بخار پایین هستند. گروه اتر دارای کشش سطحی پایین و فشار بخار نسبتاً بالا است، بنابراین موادی مانند دی‌اتیل اتر مناسب نمی‌باشد. در گروه کربوکسیلیک اسیدها نیز با سنگین‌تر شدن زنجیره‌ی هیدروکربنی محیط مطلوب‌تر می‌گردد، مثلاً پروپانوئیک اسید در مقایسه با استیک اسید علاوه بر دارا بودن وزن مولکولی بزرگ‌تر، دارای فشار بخار کم‌تری نیز می‌باشد. به جز مواد آلی، سولفوریک اسید نیز که دارای شرایط مطلوب است و می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد، به ویژه این که دارای فشار بخار بسیار پایین و در نتیجه نرخ چگالش بالا می‌باشد. از این محیط در آزمایش‌های آوالیاسانی استفاده شده است. البته باید توجه داشت که به خاطر تأثیر اساسی چگالی دوترون در محیط برای انجام واکنش هم‌جوشی صوتی، هیدروژن‌های مواد فوق‌الذکر باید تا حد امکان با دوتریم جای‌گزین شوند. پیشنهاد می‌گردد با توجه به دسترس‌پذیری و ارزان‌تر بودن آب سنگین نسبت به مواد آلی دوترون‌دار، تحقیقات آتی در زمینه‌ی بهینه‌کردن محیط آب سنگین انجام شوند.

**References:**

1. R.T. Lahey, R.P. Taleyarkhan, R.I. Nigmatulin, "Sonofusion technology revisited," *Nuclear Engineering and Design*, Vol 237, 1571-1585 (2007).
2. R.P. Taleyarkhan, J.S. Cho, Jr. Lahey, R.I. Nigmatulin, R.C. Block, "Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation," *Physical Review E*, Vol 69, 11 (2004).
3. R.I. Nigmatulin, I. Akhatov, A.S. Topolnikov, R.Kh. Bolotnova, N.K. Vakhitova, "Theory of supercompression of vapor bubbles and nanoscale thermonuclear fusion," *Physics of Fluids*, Vol 17, 1-31 (2005).
4. "Imploding vapor bubbles," *Nuclear Engineering and Design*, Vol 235, 1079-1091 (2005).
5. R.P. Taleyarkhan, R.T. Lahey, R. Nigmatulin, "Sonoluminescence and the search for sonofusion," *Advances in Heat Transfer*, Vol 39, 1-168 (2006).
6. ح.ر. ذوالعطا، ف. عباسی، "شناسایی عوامل مؤثر در محیط‌میزبان هم‌جوشی صوتی،" کنفرانس بین‌المللی مکانیک، دانشگاه تهران، (۱۳۸۷).
7. T. Ohta, "Processes and key properties of pool materials for bubble fusion," *International Journal Hydrogen Energy*, Vol 28, 1273-1278 (2003).
8. T. Ohta, "Life cycle of cavitation bubble for the nuclear emission," *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol 29, 529-535 (2004).
9. T. Ohta, "On the molecular kinetics of acoustic cavitation and the nuclear emission," *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol 28, 437-443 (2003).
10. T. Ohta, "Criteria for nuclear emission by bubble implosion," *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 28, 1011-1014 (2003).
11. J.M. Walsh, M.H. Rice, "Dynamic compression of liquids from measurements on strong shock waves," *Journal of Physical Chemistry*, Vol 26, 815-832 (1957).
12. T.J. Mason, J.P. Lorimer, "Applied sonochemistry," John Wiley, NY (2002).
13. B. Paul, "Compilation of evaporation coefficients," *Journal of American Rocket Society*. Vol 32, 1321-1327 (1926).
14. S.J. Canneaux, E.H. Soetens, "Accommodation of ethanol, acetone and benzaldehyde by the liquid vapor interface of water: A molecular dynamics study," *Chemical Physics*, Vol. 327, 512-517 (2006).
15. R.P. Taleyarkhan, J.S. Cho, Jr. Lahey, R.C. Block, "Nuclear emissions during self nucleated acoustic cavitation," *Physical Review E*, Vol 58, 18-25 (2005).
16. ح.ر. ذوالعطا، "جدول خواص فیزیکی - شیمیایی گروه‌های آلی،" پایان‌نامه کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی هسته‌ای، دانشگاه شهید بهشتی (۱۳۸۷).