

# مدلسازی و کاربرد سیگنال‌های آکوستیکی لیزر در پزشکی

سید محمود سخایی  
کارشناسی ارشد

سید محمد عترتی خسروشاهی  
استادیار

دانشکده مهندسی پزشکی، آزمایشگاه لیزر، دانشگاه صنعتی امیرکبیر

## چکیده

در اثر برخورد باریکه لیزر با بافت یک موج آکوستیکی در بافت ایجاد می‌شود. با آشکارسازی این موج با استفاده از یک روش غیر تماسی (تداخل سنجی) می‌توان در مورد نحوه برهمکنش پرتو لیزر با بافت و یا پارامترهای فیزیکی بافت مانند ضریب جذب بافت و زمان آغاز کندگی دست یافت. این ویژه‌گی مخصوصاً در جراحی‌ها با لیزر بسیار مفید است. در این مقاله، مروری کلی بر تئوری مرتبط با موج آکوستیک لیزر خواهیم داشت، سپس نتایج مدل‌سازی سیگنال‌های آکوستیکی ناشی از لیزرهای UV و IR بر روی بافت قرنیه و نحوه استخراج اطلاعات را بیان خواهیم کرد.

## کلمات کلیدی

مدلسازی، لیزرهای IR/UV، سیگنال‌های آکوستیکی، برهمکنش لیزر با بافت

## Modelling and Application of Laser Acoustic Signals in Medicine

M.E. Khosroshahi  
Assistant professor

M. Sakhaee  
M.Sc.

Amirkabir University of Technology,  
Biomedical Engineering Faculty, Laser Laboratory

### Abstract

*It is known that interaction of pulsed lasers with tissues can cause acoustic signals within the tissue. These laser - induced signals can be detected in a contact and non -contact modes such as in interferometry in order to obtain some information regarding interaction mechanism, absorption coefficient of tissue and on - set of ablation process. In this article a broad review and modelling of IR and UV laser interaction with ophthalmological tissue is presented.*

### Key Words

*Modelling, UV / IR lasers, Acoustic signals, Laser – tissue interaction.*

یکی از مسائل مهم و حساس در جراحی با لیزر در داخل بدن، کنترل پرتو لیزر بر روی بافت مشخص طی فرآیند برهمکنش لیزر با - بافت می‌باشد. بدین معنی که اولاً پرتو باید به هدف مورد نظر اصابت کند و ثانیاً بافت‌های سالم اطراف از هر گونه آسیب فیزیکی محفوظ بماند. به عنوان مثال هدف اصلی در عمل جراحی آنژیوپلاستی، رفع گرفتگی عروق قلبی توسط لیزر است. در اینجا فیبر نوری به قطر حدود  $300 \mu m$  وارد رگ شده و پس از رسیدن به محل مورد نظر، تابش لیزر باعث کنده شدن گرفتگی رگ که عمدتاً پلاک کلسیم می‌باشد، می‌شود [۳-۱]. همچنین در جراحی‌های نظیر تصحیح بینایی (قرنیه) با لیزر، امواج آکوستیکی قادر به آسیب لایه‌های زیرین قرنیه هستند که قطعاً باید اطلاعات کافی در این مورد داشته باشیم تا از وقوع اینگونه رویدادها جلوگیری به عمل آید [۴-۱۲].

بنابراین وجود یک سیستم آشکارساز به عنوان راهنمای پرتو لیزر ضروری و مفید خواهد بود. روش‌هایی مانند تصویربرداری لحظه‌ای به کمک فراصوت و یا تشدید مغناطیسی (MRI) وجود دارد [۱۳] که متأسفانه هر دو روش دارای مشکلات خاص خود مانند عدم دقت کافی می‌باشند. روش دیگر آشکارسازی امواج فوتوآکوستیک کاربرد حسگر است [۱۴-۱۶]. موج فوتوآکوستیک یک موج آکوستیکی است که در اثر برخورد پرتو لیزر با بافت ایجاد می‌شود و از روی آن می‌توان اطلاعاتی از قبیل ضریب جذب بافت، مقدار انرژی جذب شده توسط بافت، وقوع یا عدم وقوع فرآیندکنندگی و زمان آغازکنندگی را استخراج کرد [۱۷-۱۹ و ۶].

در این مقاله ابتدا تئوری فوتوآکوستیک و چند مدل تحلیلی ساده از آن بیان می‌شود و سپس نحوه استفاده از آن برای مطالعه کردن فرآیند برهمکنش لیزر با بافت بررسی خواهد شد.

## ۱- تولید فوتوآکوستیک

برخورد امواج الکترومغناطیس (مانند لیزر) با انرژی کافی ممکن است به طرق مختلف منجر به تولید امواج آکوستیک در بافت گردد. موج آکوستیکی که به وسیله نور ایجاد شود فوتوآکوستیک نامیده می‌شود و ناشی از یک فشار متغیر با زمان است. عوامل مختلفی می‌تواند باعث اعمال این فشار در شاریدگی‌های زیر آستانه تبخیر یا کندگی شوند. بعضی از این عوامل عبارتند از: فشار تابش، اثر انقباض الکتریکی، پراکندگی بریلوین و انبساط ترموالاستیک [۱۴]. فشار تابشی ناشی از برخورد ذرات فوتون با سطح بافت می‌باشد. هر چه بازتابندگی سطح بافت بیشتر باشد اندازه فشار تابشی هم بیشتر خواهد بود. اثر انقباض الکتریکی ناشی از میدان الکتریکی پرتو لیزر است، مثلاً برای یک لیزر سوییچ Q-میدان الکتریکی لیزر در داخل بافت ممکن است به بزرگی  $10^7 V/cm$  باشد. این میدان الکتریکی بزرگ باعث پلاریزه اتم‌ها یا مولکول‌های بافت (معمولاً بافت نرم) می‌شود و یک شیب چگالی به وجود می‌آید که در نتیجه آن موج آکوستیکی گسیل می‌شود. قابل ذکر است که دامنه موجی که به این شکل ایجاد می‌شود به دو عامل ضریب انقباض الکتریکی و ضریب جذب نوری بافت بستگی دارد. هر چه ضریب جذب بافت کمتر باشد نفوذ میدان الکتریکی لیزر در عمق بیشتری بافت گسترش خواهد یافت و بنابراین نفوذ میدان در حجم بیشتری رخ می‌دهد که منجر به موج آکوستیک قوی‌تر می‌گردد. عامل دیگر در ایجاد موج فوتوآکوستیکی، انبساط ترموالاستیک ناشی از جذب انرژی پالس لیزر است که اگر این انرژی در زمان کوتاهی به بافت تحویل داده شود، باعث افزایش سریع دما و در نتیجه انبساط سریع محیط می‌شود. در اثر این انبساط سریع یک موج آکوستیکی قابل ملاحظه‌ای در محیط منتشر می‌شود که دامنه آن متناسب با انرژی پالس لیزر و همچنین ضریب جذب بافت است [۱۳]. برای شاریدگی‌های زیر آستانه تبخیر یا کندگی، عامل مؤثر در تولید موج آکوستیکی، انبساط ترموالاستیک است و عوامل دیگر اثر قابل ملاحظه‌ای ندارند.

وقتی شاریدگی پالس لیزر بیشتر از حد آستانه باشد، تبخیر یا کندگی روی می‌دهد. در طول این فرآیند ذرات به سرعت از سطح بافت رانده شده و گشتاور عکس‌العملی این ذرات به بافت باعث موج آکوستیک در بافت می‌شود. این پدیده نسبت به اثر ترموالاستیک، موج الاستیک قوی‌تری ایجاد می‌کند.

وقتی شاریدگی باز هم افزایش یابد، پدیده دیگری به نام شکست دی‌الکتریک ممکن است روی دهد که در اثر این پدیده یک موج آکوستیکی قوی (مثلاً با دامنه  $5 \times 10^4 kPa$ ) که دارای نوار فرکانسی وسیعی است (۲۴GHz) ایجاد می‌شود. این فرآیند پر بازده‌ترین فرآیند تولید موج فوتوآکوستیکی است [۱۴]. در ادامه این مقاله، انبساط ترموالاستیک بیشتر مورد مطالعه

قرار می‌گیرد و شکل موج ترموالاستیک را برای یک حالت خاص به طور تئوری بررسی می‌کنیم. همچنین شکل موج آکوستیک ناشی از کندی را با فرض‌های ساده‌کننده‌ای تقریب می‌زنیم.

## ۲- موج ترموالاستیک

برای به دست آوردن معادله موج ترموالاستیک ابتدا چند فرض ساده و اساسی را بیان می‌کنیم [۲۰].  
 ۱- اثر هدایت گرمایی قابل صرف‌نظر است. در واقع در مدت زمانی که پالس لیزر به بافت برخورد می‌کند گرما فرصت کافی برای انتشار از طریق نفوذ گرمایی را ندارد. این شرط از نظر کمی به شکل زیر بیان می‌شود [۲۱].

$$\frac{1}{\alpha} \gg \sqrt{4k\tau_p} \quad a \gg \sqrt{4k\tau_p}$$

که در آن  $\tau_p$  عرض پالس لیزر،  $k$  پخشندگی گرمایی (thermal diffusivity)،  $a$  قطر پرتو لیزر و  $\alpha$  ضریب جذب بافت است.

۲- محیط همگن است.

۳- اثر ویسکوزیته و تلفات گرمایی در انتشار موج آکوستیک ناچیز است.

۴- درصد کوچکی از انرژی پالس لیزر به انرژی آکوستیکی تبدیل می‌شود.

بنابراین می‌توان از جفت شدگی دما و فشار صرف‌نظر کرد و معادلات دما و فشار را به طور مستقل حل کرد [۲۲].  
 همچنین می‌توان جابه‌جایی و سرعت ذرات را کوچک فرض کرد اما شتاب ممکن است بزرگ باشد. افزایش دما در نقطه  $r$  و  $z$  (مختصات استوانه‌ای) در لحظه  $t$  به صورت زیر خواهد بود:

$$T(r, z, t) = \int_0^t \frac{\alpha I(r, z, t')}{\rho c_p} dt' \quad (1)$$

که در آن  $\rho$ ،  $c_p$  و  $\alpha$  به ترتیب چگالی، ظرفیت گرمایی ویژه و ضریب جذب بافت هستند.  $I(r, z, t)$  شدت لیزر در داخل بافت را نشان می‌دهد. اگر توزیع شعاعی شدت پالس لیزر را گاوسی فرض کنیم با استفاده از قانون بیر خواهیم داشت:

$$I(r, z, t) I_0 e^{-\alpha z - r^2/a^2} f(t) \quad (2)$$

که در آن  $f(t)$  تابعی است که تغییرات زمانی پالس لیزر را نشان می‌دهد.

افزایش دما در رابطه (۱) باعث ایجاد توزیع فشار در ناحیه گرم شده می‌شود، این فشار اولیه به عنوان منبع موج آکوستیکی عمل می‌کند و توزیع آن تقریباً به شکل همان توزیع دما خواهد بود. بنابراین در هر لحظه زمانی، سطح فشار ثابت به شکل یک سهمیگون خواهد بود که با معادله  $r^2/a^2 + \alpha z = \text{constant}$  مشخص می‌شود. این منبع را بسته به مقدار  $\alpha a$  به صورت منبع صفحه‌ای، استوانه‌ای یا کروی می‌توان تقریب زد. اگر  $\alpha a \gg 1$  منبع موج صفحه‌ای و اگر  $\alpha a \cong 1$  باشد منبع کروی و نیز با شرط  $\alpha a \ll 1$  منبع استوانه‌ای است.

برای به دست آوردن معادله موج فوتوآکوستیک با توجه به فرضیات بیان شده کفایت مجموعه معادلات زیر را حل کنیم [۲۲].

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q}{\rho_0 c_p} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot u = 0 \quad (4)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial T} = -\nabla p \quad (5)$$

$$p = p(\rho, T) \quad (6)$$

که  $\rho_0$  چگالی اولیه،  $u$  جابجایی ذره،  $T$  دما،  $p$  فشار و  $Q$  مقدار انرژی جذب شده است. معادله (۶)، معادله حرکت بافت است که با فرض انبساط آزاد و ناچیز بودن هدایت و اتلاف گرمایی آن را می‌توان به صورت زیر نوشت [۱۴]:

$$p = -B(\nabla \cdot u - \beta T) \quad (7)$$

که در آن  $B$  مدول الاستیسیته و  $\beta$  ضریب انبساط حجمی است. از ترکیب معادله (۵) و (۷) به دست می‌آوریم که:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\beta T) \quad (8)$$

$$\nabla(\nabla \cdot u) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \beta \nabla T \quad (9)$$

در هر سه حالت منبع موج صفحه‌ای، کروی و استوانه‌ای به علت تقارن  $\text{curl}(u) = 0$  است. بنابراین  $u = \text{grad}(\phi)$  است که  $\phi$  را تابع پتانسیل جابه‌جایی می‌گویند. با قرار دادن این رابطه اخیر در معادله (۹) خواهیم داشت:

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \beta T \quad (10)$$

رابطه  $p$  و  $\phi$  نیز به شکل زیر است:

$$p = -\rho_0 - \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (11)$$

هر دو معادله (۸) و (۱۰) یک موج آکوستیکی را مشخص می‌کند که با سرعت  $c$  در محیط منتشر می‌شود و با به دست آوردن توزیع دما از معادله (۴)، معادلات موج را می‌توان حل کرد.

در ادامه مطلب موج صفحه‌ای را با تفصیل بیشتری بررسی خواهیم کرد و معادلات مربوط به آن را حل خواهیم کرد. بررسی موج صفحه‌ای: فرض کنیم یک پالس لیزر در سطح  $x = 0$  به سطح بافت برخورد کند و نیز فرض می‌کنیم قطر پرتو لیزر به اندازه کافی بزرگ است به طوری که موج آکوستیک را می‌توان به صورت صفحه‌ای فرض کرد بنابراین معادلات (۹) به صورت زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \beta \frac{\partial T}{\partial x} \quad (12)$$

برای پالس لیزر مستطیلی با عرض  $\tau_p$  و دامنه شدت  $I_0$ ، با استفاده از قانون بیر داریم:

$$Q(x, t) = \alpha I(x, t) = I_0 e^{-\alpha x} \quad 0 \leq t \leq \tau_p \quad (13)$$

و از معادله (۴) توزیع T به دست می‌آید:

$$T(x, t) = \frac{\alpha}{\rho c_p} \int_0^t I(x, \gamma) d\gamma = \begin{cases} \frac{\alpha}{\rho c_p} I_0 e^{-\alpha t} & 0 \leq t \leq \tau_p \\ \frac{\alpha}{\rho c_p} I_0 e^{-\alpha \tau_p} & t > \tau_p \end{cases} \quad (14)$$

جواب معادله موج برای دو شرط مرزی مختلف در نقاط دور از منبع (یعنی  $\alpha x \gg 1$ ) به صورت زیر خواهد بود: [۵]  
الف - سطح آزاد یعنی:  $p(x=0, t) = 0$

$$p(x, t) = p_0 \begin{cases} (1 - e^{-\alpha c \tau_p}) e^{\alpha c t'} & t' < 0 \\ e^{-\alpha c t'} - e^{\alpha c (t' - \tau_p)} & 0 < t' < \tau_p \\ (1 - e^{\alpha c \tau_p}) e^{-\alpha c t'} & t' > \tau_p \end{cases} \quad (15)$$

که در آن  $p_0 = \beta c I_0 / 2 c_p$  و حداکثر فشار به ازای  $t' = 0$  به دست می‌آید و داریم:

$$p_{\max} = p_0 (1 - e^{-\alpha c \tau_p}) \cong p_0 \quad (16)$$

ب - سطح مقید یعنی:  $u(x=0, t) = 0$

$$p(x, t) = p_0 \begin{cases} (1 - e^{-\alpha c \tau_p}) e^{\alpha c t'} & t' < 0 \\ 2 - e^{-\alpha c t'} - e^{\alpha c (t' - \tau_p)} & 0 < t' < \tau_p \\ (e^{\alpha c \tau_p} - 1) e^{-\alpha c t'} & t' > \tau_p \end{cases} \quad (17)$$

در این حالت حداکثر فشار در  $t' = \tau_p / 2$  رخ می‌دهد و

$$p_{\max} = 2p_0 (1 - e^{-\alpha c \tau_p / 2}) \quad (18)$$

از مقایسه روابط (۱۶) و (۱۸) دیده می‌شود که فشار داخل بافت در حالت سطح مقید بیشتر از حالت سطح آزاد است (تقریباً دو برابر است).

لازم به ذکر است که شرط مرزی سطح آزاد به این معناست که آمپدانس آکوستیکی محیط صفر است یعنی محیط خلاء است (آمپدانس آکوستیکی برای موج صفحه‌ای به صورت  $Z = \rho c$  بیان می‌شود که در آن چگالی  $\rho$  و سرعت آکوستیکی محیط می‌باشند). البته اگر محیط هوا باشد این وضعیت تقریباً وجود دارد. در این حالت قسمتی از موج آکوستیکی که به طرف سطح حرکت می‌کند پس از برخورد با سطح به دلیل عدم انطباق آمپدانس آکوستیکی از روی سطح تقریباً به طور کامل منعکس می‌شود. در اثر این انعکاس یک موج فشار منفی در بافت ایجاد می‌شود و به همین دلیل در سطح آزاد موج فوتوآکوستیک مایع و بافت تقریباً یکسان است. موجی که به طرف سطح حرکت می‌کند تقریباً به طور کامل وارد محیط می‌شود و موج فوتوآکوستیک حاصله در این حالت، یک قطبی خواهد بود. این حالت همان سطح یا تطبیق آمپدانسی است. در عمل پالس لیزر به شکل مستطیلی نیست، اما اولاً با تقریب می‌توان هر پالس را مستطیلی فرض کرد و ثانیاً چون معادله موج در (۸) و (۱۰) خطی است، با توجه به خاصیت کانونولوشن می‌توان رابطه فشار را برای هر پالس لیزر دلخواه به دست آورد. مثلاً برای لیزرهای اکسایمر شکل پالس را می‌توان به شکل زیر مدل کرد:

$$I = I_0(I - e^{-kt})e^{-mt} \quad (18)$$

در این صورت داریم:

$$p = \frac{\Gamma}{2} \alpha I_0 \frac{ke^{at'}}{(m+a)(k+m+a)} \quad t' < 0 \quad (19)$$

$$p = \frac{\Gamma}{2} \alpha I_0 \left[ \frac{e^{-mt'}}{m+a} - \frac{e^{-(k+m)t'}}{k+m+a} \right] \quad t' < 0$$

$$p = \frac{\Gamma}{2} \alpha I_0 \left[ \frac{2me^{-mt'}}{m^2 - a^2} - \frac{2(m+k)e^{-(k+m)t'}}{(m+k^2) - a^2} - \frac{ke^{-at'}}{(m-a)(k+m-a)} \right] \quad t' < 0$$

که در آن  $a = \alpha c$  و  $\Gamma$  ثابت Gruneisen و  $\Gamma = \beta v^2 / c_p$  است.

### ۳- فشار ناشی از تبخیر یا کندگی

فرآیند کندگی مخصوصاً با استفاده از لیزرهای با پهنای پالس کوتاه دارای یک آستانه مشخص بر حسب شاریدگی است. همانگونه که قبلاً گفته شد، فشار کندگی در اثر انتقال اندازه حرکت ذرات ترک کننده به سطح ایجاد می‌شود. با فرض یکسان بودن ضریب جذب ماده اولیه و ماده کنده شده، عمق کندگی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$x = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{1}{F_T} = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\int_0^t (\gamma) dn}{F_T} \quad (20)$$

که در آن  $x$  عمق کندگی،  $\alpha$  ضریب جذب،  $F$  شاریدگی لیزر،  $F_T$  آستانه شاریدگی برای کندگی و  $I$  شدت باریکه لیزر است. اما از قانون بقای اندازه حرکت، فشار کندگی از رابطه زیر به دست می‌آید [۵].

$$p = \rho v_p \frac{dx}{dt} = \frac{\rho v_p}{\alpha} \frac{I(t)}{\int_0^t I(\gamma) d\gamma} \quad (21)$$

$$p(t) = \frac{\rho v_p}{\alpha t} \quad t > t_a \quad (22)$$

که  $t_a = F_T / I_0$  زمان شروع کندگی و  $V_p$  سرعت ذره کنده شده است. در این حالت حداکثر فشار در  $t = t_a$  روی می‌دهد و داریم:

$$p_{\max} = \frac{\rho v_p I_0}{\alpha F_T} \quad (23)$$

که نشان می‌دهد حداکثر فشار کندگی متناسب با  $I_0$  است.

وقتی سطح بافت در هوا واقع شده باشد لایه کنده شده گازی به سرعت منبسط می‌شود، اما وقتی سطح بافت در مایع باشد به علت چگالی بیشتر مایع نسبت به هوا، نیروی عکس‌العمل مایع در مقابل انبساط لایه کنده شده بیشتر خواهد بود که این امر باعث کند شدن انبساط لایه گاز در مایع می‌شود. اگر فرض کنیم که انبساط لایه در مایع از قانون گازهای کامل تبعیت می‌کند و یک فرآیند بی‌دررو (آدیاباتیک) است، فشار لایه با معادله زیر تغییر می‌کند:

$$p = p_0 \left( \frac{t}{t'} + 1 \right)^{-\frac{\gamma}{1+\gamma}} \quad (24)$$

که در آن  $\gamma = c_p / c_v$ ، گرمای ویژه لایه گازی در فشار ثابت،  $c_p$  گرمای ویژه در حجم ثابت،  $p_0$  فشار اولیه و  $X_0$  ضخامت اولیه لایه است و  $\rho$  و  $c_s$  چگالی مایع و سرعت آکوستیکی در مایع هستند و

$$t' = \frac{X_0 \rho c_s}{2(1+\gamma)p_0} \quad (25)$$

## ۴- شبیه‌سازی و آزمایش

در این قسمت به شبیه‌سازی موج آکوستیک لیزر در داخل بافت می‌پردازیم. فرض می‌کنیم شکل پالس را بتوان با معادله (۱۸) بیان کرد. در این صورت برای شاریدگی‌های زیر آستانه توزیع موج آکوستیک در داخل بافت از معادله (۱۹) به دست می‌آید و در حالت شاریدگی بالای آستانه، معادله (۲۱) فشار ناشی از کندگی را توصیف می‌کند. شبیه‌سازی را برای دو حالت لیزر ArF و لیزر  $CO_2$  انجام می‌دهیم. شکل (۱-الف) شکل پالس لیزر ArF با پهنای پالس ۲۰ ns را نشان می‌دهد. در شکل (۱-ب) و (۱-ج) امواج فوتوآکوستیکی که در اثر برخورد چنین لیزری با دو بافت قرنیه و لایه خارجی پوست ایجاد می‌شود نشان داده شده است. ضریب جذب قرنیه و لایه خارجی پوست در طول موج ArF، به ترتیب برابر  $2700 \text{ cm}^{-1}$  و  $100 \text{ cm}^{-1}$  است. در شکل (۱-ب) شاریدگی ورودی لیزر  $30 \text{ mJcm}^{-2}$  فرض شده است که زیر آستانه کندگی برای هر دو بافت می‌باشد. همانگونه که در قسمت (۳) پیش‌بینی شده بود، موج فوتوآکوستیک در شکل (۱-ب) یک موج دوقطبی است. در شکل (۱-ج) شاریدگی ورودی  $100 \text{ mJcm}^{-2}$  می‌باشد که بالاتر از آستانه شاریدگی کندگی برای قرنیه است (آستانه شاریدگی برای کندگی بافت قرنیه  $60 \text{ mJcm}^{-2}$  است). در این حالت تا لحظه‌ای که شاریدگی لیزر به مقدار آستانه نرسیده باشد، موج آکوستیک به خاطر اثر ترموالاستیک در بافت وجود خواهد داشت. لحظه‌ای که انرژی پالس بیشتر از حد آستانه شود در آن لحظه کندگی شروع خواهد شد که باعث ایجاد فشار نسبتاً بزرگ در داخل بافت می‌گردد، این افزایش فشار تقریباً فوری روی می‌دهد.

همچنین در شکل ۲-الف و ب و ج به ترتیب شکل پالس لیزر  $CO_2$ ، شکل موج آکوستیک در حالت شاریدگی زیر آستانه و در حالت بالای آستانه را نشان می‌دهد. در شکل (۲-ج) قسمت اول منحنی که تارای دامنه کوچکی است مربوط به موج ترموالاستیک است و قسمت دوم که دامنه بسیار بزرگتری دارد مربوط به موجی است که در اثر کندگی ایجاد شده است. برای مقایسه شکل موجی که در تجربه بدست می‌آید با شکل موجی که از روابط نظری پیش‌بینی می‌شود را در شکل (۳) با دو منحنی تجربی که حاصل مطالعه در زمینه اثرات فوتوآکوستیکی لیزر HF است [۱۳] نشان داده‌ایم. شکل (۳-الف) موج آکوستیکی است که در اثر برخورد لیزر HF به بافت شبکیه به طور *invitro* ایجاد شده و به وسیله سنسور PVDF دریافت شده است. بر خلاف انتظار شکل موج یک منحنی دو قطبی نیست. علت این امر آن است که لیزری که در این آزمایش به کار رفته، از نوع  $TEM_{00}$  نیست. همچنین در شکل (۳-ب) که موج آکوستیک ناشی از کندگی را نشان می‌دهد، افزایش سریع فشار مشاهده نمی‌شود، این امر احتمالاً ناشی از زمان صعود محدود حسگر می‌باشد.

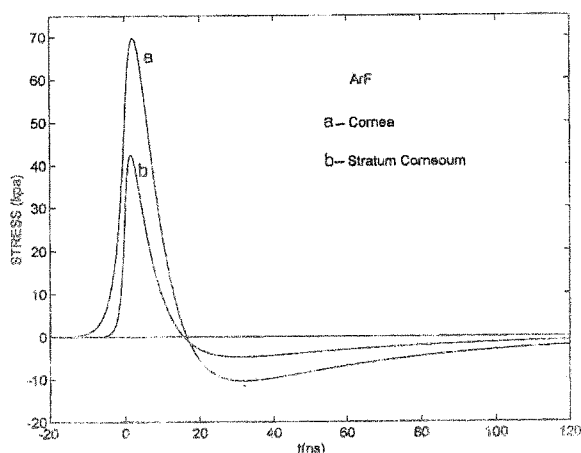
در شکل (۴) تصویر SEM قرنیه کنده شده در هوا توسط لیزر HF را نشان می‌دهد که در آن نوک فیبر در حالت تماس با سطح بافت قرار دارد. همانطور که مشاهده می‌شود کندگی هم در جهت عمقی و هم در جهت شعاعی روی داده است که اولی عمده‌تاً ناشی از جذب فوتون‌های لیزر توسط بافت است و دومی که در لایه نرم روی سطح قرنیه (اپیتلیوم) دیده می‌شود به دلیل موج آکوستیکی است. به این ترتیب که ذرات کنده شده از سطح بافت که موجب تراکم هوا در فضای محدود بین نوک فیبر و بافت می‌شود، هر دو با فشار زیاد از اطراف فیبر خارج می‌گردند و باعث کنده شدن لایه نرم خارجی قرنیه در جهت شعاعی خواهد شد. البته به دلیل شاریدگی زیاد لیزر، افزایش دمای هوا در جلوی فیبر و سپس انبساط سریع آن نیز به کنده شدن این لایه کمک می‌کند.

## ۵- کاربرد موج فوتوآکوستیک در پزشکی

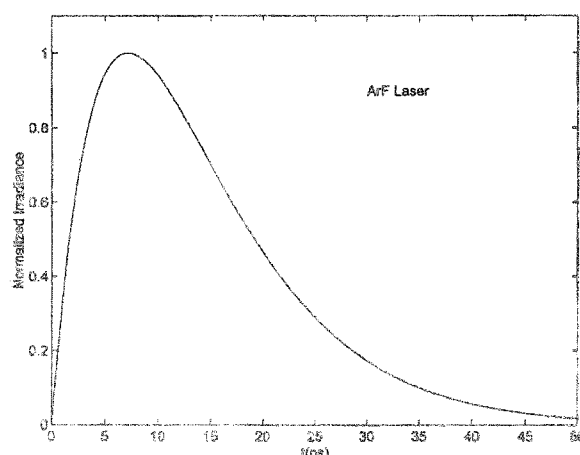
یکی از مهم‌ترین کاربردهای فوتوآکوستیک، اندازه‌گیری ضریب جذب ماده است. در این روش از این حقیقت که دامنه موج فوتوآکوستیک متناسب با انرژی جذب شده و در نتیجه ضریب جذب ماده است، استفاده می‌شود [۸]. مشکل این روش کالیبره کردن است. روش جالب دیگر استفاده معادله (۱۹) است. همانطور که ملاحظه می‌شود به ازای  $t' < 0$  موج فوتوآکوستیک به شکل نمایی با ثابت زمانی  $1/\alpha c$  است. بنابراین با اندازه‌گیری ثابت زمانی فوق و فرض مشخص بودن سرعت آکوستیکی،  $\alpha$  را می‌توان محاسبه کرد. به عنوان مثال با توجه به شکل (۳ - الف)، ثابت زمانی قسمت اول منحنی،  $80 \text{ ns}$  است و اگر سرعت آکوستیکی را  $1500 \text{ m/s}$  (سرعت آکوستیکی در آب) فرض کنیم، ضریب جذب بافت شبکیه برای لیزر HF تقریباً  $8300 \text{ cm}^{-1}$  به دست می‌آید. بنابراین در عمل جراحی آنژیوپلاستی برای جلوگیری از آسیب به بافت رگ کافی است موج فوتوآکوستیکی را آشکار سازیم، آنگاه از روی شیب قسمت اول منحنی می‌توان تشخیص داد که آیا پرتو لیزر گرفتگی رگ را نشانه گرفته است یا دیواره رگ را؟. همچنین از روی شکل موج فوتوآکوستیک می‌توان زمان وقوع کندگی را مشخص کرد، زیرا همانگونه که در شکل‌های (۱ - ج) و (۲ - ج) دیده می‌شود همزمان با شروع کندگی افزایش قابل ملاحظه‌ای در دامنه موج فوتوآکوستیک مشاهده خواهد شد.

## ۶- خلاصه و نتیجه گیری

مکانیزم تولید امواج آکوستیکی لیزری (فوتوآکوستیک) تعریف و به طور کامل با معادلات ریاضی توصیف شد. مهمترین عامل انبساط گرمایی درون بافت ناشی از جذب انرژی لیزر است که موج ترموالاستیک نامیده می‌شود و در زیر آستانه کندگی بدست می‌آید. وقتی که عمل کندگی آغاز می‌شود، اندازه حرکت عکس‌العملی ذرات کنده شده، فشار آکوستیکی زیادی در بافت ایجاد می‌کند. شبیه‌سازی معادلات مربوطه همراه با یافته‌های تجربی در حالات مختلف نشان می‌دهند که پارامترهای لیزر و بافت (مانند پهنای پالس لیزر و ضریب انبساط گرمایی بافت) بر روی شکل موج تأثیر مهمی دارند. نکته مهم این است که چون عمق آکوستیکی خیلی بیشتر از عمق نفوذ نوری است، آسیب مکانیکی در لایه‌های عمیق‌تری از عمق نوری روی می‌دهد. همان‌طور که در شکل (۱ - ب) ملاحظه می‌شود حتی در عمق کم، دامنه موج می‌تواند مقدار بزرگی داشته باشد. نکته دیگر اینکه آسیب مکانیکی برخلاف آسیب گرمایی الزاماً در طول پالس روی نمی‌دهد، بلکه ممکن است فاصله زمانی زیادی بین انتهای پالس و وقوع آسیب مکانیکی وجود داشته باشد. همچنین روش‌های مفیدی برای آشکارسازی امواج فوتوآکوستیک وجود دارد که در این تحقیقات کاربرد مبدل پلیمر پیزوالکتریک PVDF برای مطالعات *in vitro* بکار گرفته شد. مزیت مهم این حسگرها برای چنین مطالعاتی، تطبیق امپدانس آکوستیکی بین بافت و حسگر است. نهایتاً کاربرد عملی این حسگرها به صورت *in vivo* می‌تواند به روش تداخل سنجی باشد، که نیاز به تحقیقات و مدل‌سازی‌های بیشتری دارد.

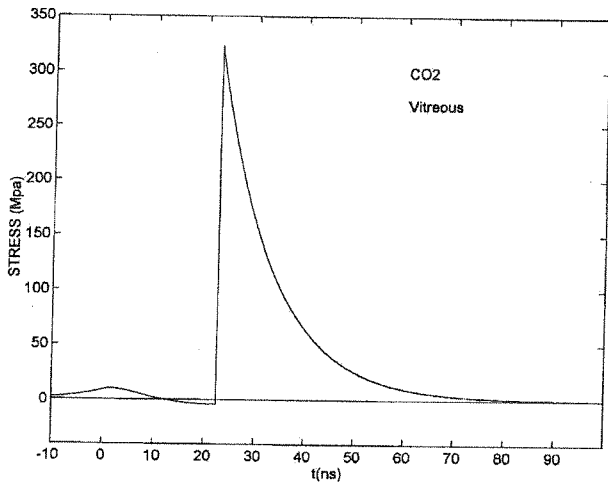


شکل (۱ - ا) موج فوتوآکوستیک ناشی از لیزر ArF با پارامترهایی  $40 \text{ mJ/cm}^2$  (زیر آستانه کندگی).

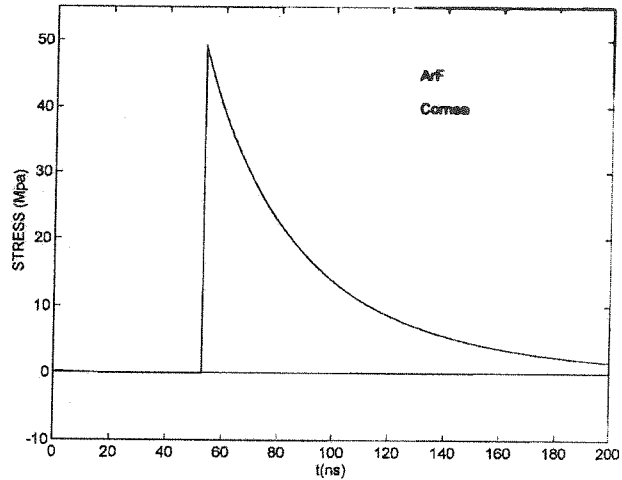


شکل (۱ - ب) رفتار زمانی پالس لیزر ArF.

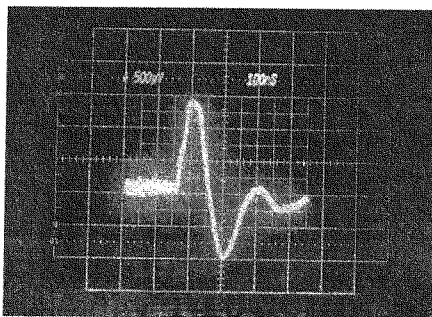




شکل (۲-ج) موج فوتوآکوستیک ناشی از لیزر  $CO_2$  با شاریدگی  $1 \text{ mJcm}^{-2}$  (بالای آستانه کندگی).

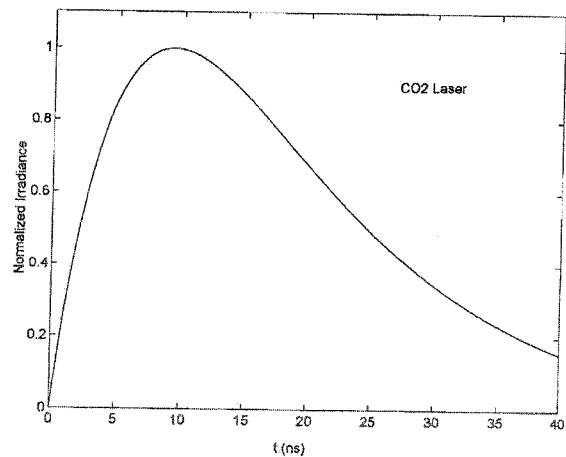


شکل (۱-ج) موج فوتوآکوستیک ناشی از لیزر ArF با شاریدگی  $100 \text{ mJcm}^{-2}$  (بالای آستانه کندگی).

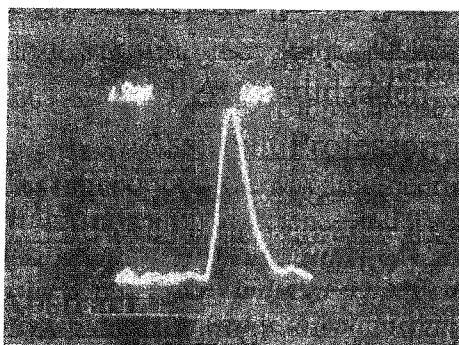


200ns

شکل (۳-الف) موج فوتوآکوستیک تجربی ناشی از برخورد لیزر HF با بافت شبکیه چشم (زیر آستانه کندگی) در حالت *in vitro*.

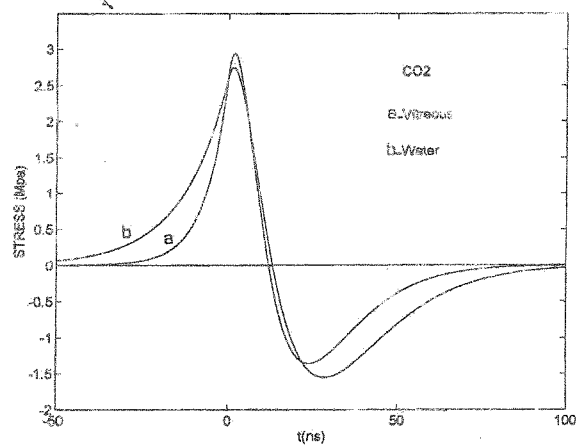


شکل (۲-الف) رفتار زمانی پالس لیزر  $CO_2$ .

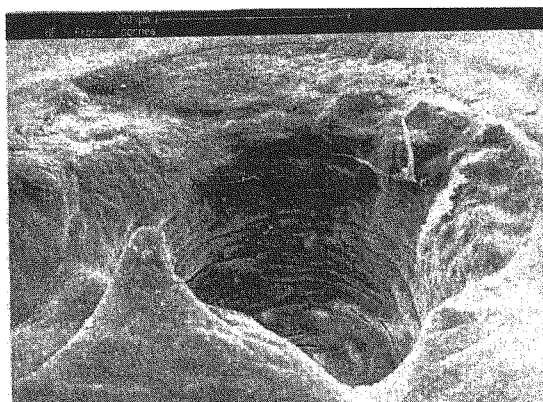


200ns

شکل (۳-ب) موج فوتوآکوستیک تجربی ناشی از برخورد لیزر HF با بافت قرنیه چشم (بالای آستانه کندگی) در حالت *in vitro*.



شکل (۲-ب) موج فوتوآکوستیک ناشی از لیزر  $CO_2$  با شاریدگی  $300 \text{ mJcm}^{-2}$  (زیر آستانه کندگی).



شکل (۴) تصویر SEM قرنیه کنده شده در هوا توسط لیزر HF (۶۰ پالس در شاریدگی  $4/5 \text{ mJcm}^{-2}$  با فیبر تماسی).

## مراجع

- [1] Haller J.D., "The Current status of laser angioplasty", Proc. IEEE, vol. 80, p.861, 1992.
- [2] Gordon E.P., "Influence of laser radiation on the intact and atherosclerotically damaged aortic wall", SPIE vol.2671, p.4, 1996.
- [3] Dahm J.B., "Excimer laser coronary angioplasty for diffuse in - stent restenosis", Lasers in Med. Sci., vol. 16, p.84, 2001.
- [4] Srinivassan R., Dyer P.E., "Far UV laser ablation of the Cornea: Photoacoustic", Lasers in surg. Med., vol. 6, p.514, 1987.
- [5] Zysset B., Fujimoto J., Puliafito C., etal "Picosecond optical breakdown", Lasers in surg. Med., Vol. 9, P.193, 1989.
- [6] Dyer P.E, Al - Dhahir R., "Transient photoacoustic studies of laser tissue ablation", SPIE vol. 1202, p.46, 1990.
- [7] Kruger R., Krasinski J., Radzewicz C., etal "Photography of shock waves during excimer laser ablation of the Cornea", Cornea, Vol.12, P.330, 1993.
- [8] Beard p.c., Mills T. "Optical fiber sensor for the detection of laser - generated ultrasound in arterial tissues", SPIE vol. 2331, p.112, 1994.
- [9] Khosroshahi M.E., Sakhaee M. "Effects of laser - induced acoustic signals on tissues in surgery", proc. 5th Int. cont. on Biomed. Eng. P. 277, 1996. Tehran.
- [10] Siano S., Pini R., Rossi F. "Acoustic focusing associated with excimer laser ablation of the cornea", Appl. Phys. Lett., Vol.72, P.647, 1998.
- [11] Kruger R., Seiler T., Gruchmon T., etal "Stress wave amplitudes during laser surgery of the cornea", Ophthalmol., Vol.108, P.1070, 2001.
- [12] Djotyan G., Kurtz R., Fernadez D. "An anatically solvabe model for biomechanical response of the cornea to refractive surgery", Vol.123, P.440, 2001.
- [13] Tam A., "Applications & Photoacoustic Techniques", Re. Mod. Phys., vol 58, p. 381, 1986.
- [14] Hutchins D.A, "Mechanisms of pulsed photoacoustic generation", Can. J. Phys., vol 64, p. 1247, 1986
- [15] Davies s., Edwards C. etal, "Laser - generated ultrasound", J. Phys. D, vol. 26, P.329, 1993.
- [16] Khosroshahi M.E., Dyer P.E., Srinivassan R. "The application of photoacoustic technique in studying the laser-polymer interaction" Proced. of the Ist nat. seminar on lasers and their applications in polymer, P.223, 1997
- [17] Dyer P.E, "Nanosecond photoacoustic studies of UV laser ablation of polymers and biological materials in photoacoustic and photothermal phenomena", Ed P.Hess, J. Petz1, Springer 1988.
- [18] Cross F., Al - Dhahir R., "Ablation of acoustic response of pulsed UV laser - irradiated tissue in a liquid environment", J. Appl - phys., vol. 64 , p.2194, 1988.
- [19] Crazzolaro H., "Analysis of acoustic respons of vascular tissue irradiated by an UV laser Pulse", J.Appl. Phys., vol. 70, p. 1847, 1991
- [20] Hu c., "Spherical model of an acoustical wave generation by rapid laser heating in a liquid" J.A cous. Soc. Am., vol. 46, p.728, 1969
- [21] Dyer P.E, Khosroshahi M.E, Tuft s." Optical fibre delivery and tissue ablation studies using a pulsed HF laser", Laser. Med. Sci., vol. 7, p.331, 1992.
- [22] Bushanam B., Barnes F., "Laser - generated thermoelastic shock wave in liquids" J. Appl. Phys., vol. 46, p.2074, 1975.