

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۱، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۹۰

afarahbod@aeoi.org.ir:

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۲/۱۲ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۸۹/۱۲/۲۰)

مذکور را با اصلاح ضریب بهره مجدداً به کار برد[۵]. مدل فرانتز – نادویک با ارائه رابطه تحلیلی ساده ای و با فرض توزیع اولیهٔ یکنواخت بهره در سراسر محیط فعال به نتایج بسیار خوبی برای توضیح رفتار تقویت کننده منجر می شود. هنگامی که پهنای تپ لیزر، *qt*، بسیار بیشتر از زمان لازم برای گذر تپ نوری از تقویت کننده، *τ*، باشد و بهره در طی عبور تپ بر اثر دمش و سازوکارهای فروافت تفاوت چندانی نکند، مدل فرانتز – نادویک مستقل از رفتار زمانی تپ ورودی و نوع محیط فعال لیزر معتبر است و به کار می رود[۶–۱۰]. هنگامی که توزیع بهره بستگی شعاعی توزیع شدت ورودی غیر یکنواخت باشد، استفاده از مدل فرانتز – نادویک نیازمند دقت ویژه ای است. در استفاده از مدل فرانتز – نادویک نیازمند دقت ویژه ای است. در

افزایش بازدهی و کاهش تعداد طبقات تقویت کننده به ویـژه در سیستمهای مفصل لیزری حائز اهمیت فراوان است و در دست بودن مدل تحلیلی مناسب برای بهینه سازی آنها می توانـد بـرای طراحان اینگونه سـاختارهای اپتیکی کـاملاً سـودمند باشـد. در عمل تقویت کنندههای دو و چند عبوری از اهمیت کـاربردی خاصی برای تقویت تپهای بسیار کم انرژی و بسیار پر انـرژی برخـوردار هـستند[۱-۳]. روش تحلیـل بـرای انـواع تقویـت کنندههای اپتیکی غالباً بر مدل ارائه شده توسط فرانتز و نادویک استوار است[۴]. در این مدل تنهـا بـا فـرض بستگی بهـره بـه شار انرژی ورودی و خروجی بر حسب ضـریب بهـرهٔ اولیـه و شار انرژی اشباع بهدست میآید. برای عبور دوم میتـوان روش



شکل ۱. انتشار باریکهٔ لیزر در یک تقویت کنندهٔ دو عبوری. سطح ورودی و r_1 و r_1 و r_2 قرار دارند. L طول تقویت کننده، r_2 و r_1 و r_3 و r_1 و r_2 خرودی و خروجی در r_2 قرار دارند. L طول تقویت کننده، از محور به ترتیب فاصلهٔ شعاعی مرکز باریکهٔ عبوری اول و دوم از محور اپتیکی می باشد. تراگسیل طی عبور اول به دوم در L = Z با T نشان داده شده است.

فرض معلوم بودن توزيع مکانی بهره قبل از ورود تپ نوری به تقویت کننده، برای هر نقطه درون تقویت کننده مورد استفاده قرار داد و توزیع عرضی شدت باریکهٔ خروجی را با کاربرد مكرر این مدل به دست آورد. برای عبورهای متوالی و فرض $\tau >> \tau$ ، بهره نوری هر باریکه متاثر از شدت باریکههای مجاور خود است. در این حال به جز حالت ویژهای که در آن مسیر انتشار باریکه های عبوری بر یک دیگر منطبق هستند[۱۱]، هیچگونه مدل تحلیلی مناسبی برای چگونگی بستگی شار انرژی خروجی به فاصلهٔ میان مسیر انتشار باریکهها در دست نیست و تنها مدل موجود برای تقویت کننده های چند عبوری، بدون در نظر گرفتن موقعیت فضائی باریکههای عبوری و صرفاً با ملاحظات کیفی و تقریبی مربوط به همپوشانی باریکهها محاسبات لازم را ارائه داده است[۱۲]. از این روی تنها می توان با حل عددی معادلات آهنگ وابسته به مکان برای تفاوت انبوهی و شار فوتون برای هـر باریکـه بـه ازای شـرایط اولیه و مرزی مناسب در سطوح ورودی و خروجی تقویت کننده به نتایج مورد نظر دست یافت. در تحقیق حاضر برای نخستین بار، پس از حل معادلات آهنگ برای تقویت کننده دو عبوری، جواب های تحلیلی برای بستگی شاریدگی انرژی ورودي به بهره اپتيكي وابسته به موقعيت شعاعي و ضريب تراگسیل میان اولین عبور تا عبور دوم، و شاریدگی انرژی خروجی به بهره، به ازای مسیر معلوم بـرای باریکـه ورودی و

خروجی به دست آمده است. نتایج حاصل در حد دقت مدل، با حل عددی معادلات و آنچه در آزمایشگاه مشاهده شده است سازگاری دارد[۱۳].

هنگامی که پهنای زمانی تپ ورودی به تقویت کننده در مقایسه با طول عمر تراز بالایی و زمان دمش محیط فعال به قدر کافی کوچک باشد، می توان از سیستم معادلات آهنگ ساده شده (۱) برای تفاوت انبوهی میان ترازهای بالایی و پایینی محیط فعال، N(r,z,t)، و چگالی فوتون برای عبور اول، (N(r,z,t) و عبور دوم، Φ₁(r,z,t)، به ازای هر وضعیت شعاعی r استفاده کرد[11].

 $\frac{\partial}{\partial t} \Phi_{\Lambda}(r,z,t) + c \frac{\partial}{\partial z} \Phi_{\Lambda}(r,z,t) = N(r,z,t)c\sigma \Phi_{\Lambda}(r,z,t),$ $\frac{\partial}{\partial t} \Phi_{\Lambda}(r,z,t) - c \frac{\partial}{\partial z} \Phi_{\Lambda}(r,z,t) = N(r,z,t)c\sigma \Phi_{\Lambda}(r,z,t), \quad (1)$ $\frac{\partial}{\partial t} N(r,z,t) = -N(r,z,t)c\sigma(\Phi_{\Lambda}(r,z,t) + \Phi_{\Lambda}(r,z,t)).$ is the set of the set o

با حذف جملات غیر خطی میان معادلات (۱) و انتگرالگیری از آنها در طول تقویت کننده از z = l تا z = L به رابطهٔ (۲) دست می یابیم.

$$\Phi_{\gamma}(r,L,t) - \Phi_{\gamma}(r,\circ,t) - \Phi_{\gamma}(r,L,t) + \Phi_{\gamma}(r,\circ,t) = \frac{1}{c\sigma} \int_{\circ}^{L} \frac{\partial}{\partial t} N(r,z,t) \sigma dz, \qquad (\Upsilon)$$

ابتدا طرفین رابطهٔ (۲) را به چگالی فوتون ورودی در $r = r_1$ یا $\Phi_n(r_{i,\circ,t})$ تقسیم میکنیم.

اکنون دوطرف رابطهٔ (۲) را به (۲,۰,۰) تقسیم می کنیم. با
انجام عملیاتی مشابه با آنچه به (۱۱) منجر شد و استفاده از
تعاریف (۱۲) مرابطهٔ (۱۲) برای چگالی
فوتون خروجی به دست می آید.

$$c\hbar\omega\Phi_{\gamma}(r, \circ, t) = \left(\frac{J_s G(r_{\gamma}, t)\psi(r, T)}{\psi(r, T)[\gamma - G(r_{\gamma}, t)]}\right)$$

 $\frac{\partial}{\partial t}\int_{0}^{L} N(r, z, t)\sigma dz$ (۱۲)
×
×
 $\frac{\partial}{\partial t}\int_{0}^{L} N(r, z, t)\sigma dz$.

شاریدگی انرژی ورودی و خروجی را می توان با انتگرال گیـری از چگالی فوتون در ۶=۰ به دست آورد، روابط (۱۳) و (۱۴).

$$J_{in}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar \omega c \Phi_{\gamma}(r, \cdot, t) dt \quad , \tag{11}$$

$$J_{out}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar \omega c \Phi_{\gamma}(r, \circ, t) dt .$$
 (14)

هنگامی که زمان عبور هر باریکه از محیط فعال از پهنای تپ لیزر بسیار کوچکتر باشد، که معمولاً برای تپهای لیزر با پهنای زمانی از مرتبهٔ ^{۸-}۱۰ ثانیه و بیشتر چنین است، می توان از بستگی زمانی G صرفنظر نمود و بهره را تنها تابعی از مکان و به صورت (*G*(*r*) در نظر گرفت. این فرض در تمامی محاسبات بخش های ۳-۱، ۳-۲ و ۴ مورد استفاده قرار خواهد گرفت.

$$du = \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{\circ}^{L} N(r, z, t) \sigma dz\right) dt \tag{10}$$

انتگرال گیری از دو رابطهٔ (۱۱) و (۱۲)، به کمک روابط (۵)، (۱۳)

$$\frac{\Phi_{\gamma}(r,L,t)}{\Phi_{\gamma}(r_{\gamma},\circ,t)} - \frac{\Phi_{\gamma}(r,\circ,t)}{\Phi_{\gamma}(r_{\gamma},\circ,t)} - \frac{\Phi_{\gamma}(r,L,t)}{\Phi_{\gamma}(r_{\gamma},\circ,t)} + \frac{\Phi_{\gamma}(r,\circ,t)}{\Phi_{\gamma}(r_{\gamma},\circ,t)}$$

$$= \frac{\gamma}{c\sigma\Phi_{\gamma}(r_{\gamma},\circ,t)} \int_{\circ}^{L} \frac{\partial}{\partial t} N(r,z,t)\sigma dz , \qquad (\Upsilon)$$

$$G(r,t) = \frac{\Phi_{\gamma}(r,L,t)}{\Phi_{\gamma}(r,\circ,t)} = \frac{\Phi_{\gamma}(r,\circ,t)}{\Phi_{\gamma}(r,L,t)}$$
(*)

$$G(r,t) = e^{\int_{0}^{L} N(r,z,t)\sigma dz}$$
 (Δ)

تابع انتقال پرتو، *W*، برای ارتباط پرتو خروجی از تقویت کننده در اولین عبور، به پرتو ورودی به تقویت کننده در دومین عبور، با فرض عدم تغییر یا تغییر اندک رفتار زمانی تپ لیزر از خروج اول تا ورود دوم پرتو لیزر (که غالباً فرض مناسبی است)، تابعی از تراگسیل قطعات پس از تقویت کننده، *T*، و وضعیت شعاعی باریکهها است، رابطهٔ (۶).

$$\psi(r,T) = \frac{\Phi_{\gamma}(r,L,t)}{\Phi_{\gamma}(r,L,t)}.$$
(9)

$$\Phi_{\Lambda}(r,z,t) = f_{\Lambda}(r,z)\Phi_{\Lambda}(r_{\Lambda},z,t), \qquad (\forall)$$

$$\Phi_{\gamma}(r,z,t) = f_{\gamma}(r,z)\Phi_{\gamma}(r_{\gamma},z,t) .$$
(A)

$$G(r_{1},t)\psi(r,T) - \psi(r,T)G(r_{1},t)G(r,t) - G(r,t) + 1$$

$$= \frac{1}{c\sigma\Phi_{1}(r,\circ,t)}\frac{\partial}{\partial t}\int_{\circ}^{L}N(r,z,t)\sigma dz \qquad (9)$$

یا شاریدگی انرژی اشباع نیز با رابطهٔ (۱۰) تعریف می شود.
$$J_s = \frac{\hbar\omega}{r},$$
 (۱۰)

ħæ انرژی فوتون گـذار لیـزر اسـت. بـا قـرار دادن J_s در (۹)، معادله لازم برای ارتباط میان چگالی فوتون ورودی ضریب بهره و تابع انتقال پرتو به دست میآید، رابطهٔ (۱۱).

$$c\hbar\omega\Phi_{\Lambda}(r,\bullet,t) = \frac{J_s \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{L} N(r,z,t)\sigma dz}{\left[(+G(r_{\Lambda},t)\psi(r,T)) - G(r,t) \right]}.$$
 (11)

در عبور اول دیگر به تقویت کننده باز نمی گردد، به معنای دیگر تراگسیل صفر میان دو عبور ۰=T. در این حالت از معادلهٔ (۱۹) مقدار ۰= J_{out} به دست می آید که نتیجه صحیحی است.

هنگامی که مسیر دو باریکه عبوری بر یک دیگر منطبق نباشند، برای بهره طی هر عبور در وضعیت شعاعی r=r و r=r، نظریهٔ فرانتز – نادویک به تقریب مناسبی منجر می شود که می توان از آن برای G، و G، جهت انتگرال گیری از معادلات (۱۱) و (۱۲) استفاده نمود [۴].

$$G_{\gamma} = \frac{G_{o} e^{\frac{J_{in}(r_{\gamma})}{J_{s}}}}{\frac{J_{in}(r_{\gamma})}{I_{s}}}, \qquad (11)$$

$$G_{\rm Y} = \frac{\frac{G_o e^{-\frac{J_{inv}(r_{\rm Y})}{J_s}}}{\frac{J_{inv}(r_{\rm Y})}{J_s}},$$
(YY)

$$(1-G_o)+G_o e^{-J_s}$$
 شاریدگی انرژی ورودی در عبور دوم است. $J_{int}(r_t)$

 $J_{inY}(r_Y) = T J_{in}(r_Y) G_Y , \qquad (YY)$

$$J_{in}(r) = \frac{J_s}{\left[1 + G_{\gamma}\psi(r)\right]} \int_{\ln G_o}^{\ln G} \frac{du}{1 - e^u}, \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

$$J_{out}(r) = J_s \left(\frac{\psi(r)G_{\gamma}}{\psi(r)\left[1 - G_{\gamma}\right] - 1}\right) \times \int_{\ln G_o}^{\ln G} \frac{du}{1 + \left(\frac{1}{\psi(r)\left[1 - G_{\gamma}\right] - 1}\right)e^{-u}}. \qquad (\Upsilon\Delta)$$

انیکران دیری از روابط (۱۱) و (۱۱) به شهوت انجام می سود و نتایج زیر برای (G(r) و (J_{out} (r) بهدست می آید.

$$G(r) = \frac{G_o}{G_o + (v - G_o) \exp\left[-\left[v + G_v \psi(r)\right] \frac{J_{in}(r)}{J_s}\right]}, \quad (\Upsilon \hat{\gamma})$$

$$J_{out}(r) = J_s \left[\frac{\psi(r) G_{\mathsf{T}}}{1 - \psi(r) \left[1 - G_{\mathsf{T}} \right]} \right] \times \ln \left(\frac{1 + G_o \left[\psi(r) (1 - G_{\mathsf{T}}) - 1 \right]}{1 + G(r) \left[\psi(r) (1 - G_{\mathsf{T}}) - 1 \right]} \right).$$
(TV)

$$\exp(\frac{J_{in}(r)}{J_s}) = \left[\frac{G(r)}{G_o}\right] \left[\frac{G(r) - 1}{G_o - 1}\right]^{-\frac{1}{1+\psi}} \times \left[\frac{G(r)\psi + 1}{G_o\psi + 1}\right]^{-\frac{\psi}{(1+\psi)}},$$
(19)

$$\exp(\frac{J_{out}(r)}{J_s}) = \left[\frac{G(r) - 1}{G_o - 1}\right]^{-\frac{\psi^2}{1+\psi}}$$

$$\times \left[\frac{G(r)\psi + 1}{G_o - 1}\right]^{-\frac{\psi}{(1+\psi)}},$$
(1V)

ل
$$G_{o} = \begin{bmatrix} 0 & -P \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$
 بهره اولیهٔ سیگنال کوچک محیط فعال است که مقدار آن ثابت
و مستقل از مکان است. با تقسیم کردن رابطهٔ (۱۷) بر (۱۶)، معادلهٔ
(۱۸) برای ارتباط شاریدگی ورودی و خروجی نتیجه می شود.
 $J_{out}(r) = J_{in}(r)$

$$+J_{s}\left[\ln\left(\frac{G_{o}}{G(r)}\right)+(\psi-1)\ln\left(\frac{G_{o}-1}{G(r)-1}\right)\right].$$
(1A)

$$=\frac{\left(\frac{(1+\psi)\left(\frac{J_{out}(r)}{J_s}\right)}{(1+\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_s}\right)}\right)}{\left(\frac{(1+\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_s}\right)}{(G(r)-1)}\right)^{\psi'}\left(\frac{\psi G_o + 1}{\psi G(r) + 1}\right)^{\psi'} - 1}$$

$$=\frac{\left(\frac{(1+\psi)\left(\frac{G_o - 1}{G(r)}\right)^{\psi+1}\left(\frac{G_o - 1}{V(G(r))}\right)^{\psi'}\right)}{(G(r)+1)^{\psi'}}$$
(14)

 $I = \frac{G(r)}{G_0} \left(\frac{G_0 - 1}{G(r) - 1} \right) \left(\frac{\psi G_0 + 1}{\psi G(r) + 1} \right) \left(\frac{G(r)}{G_0} \right)$ $I = \frac{G(r)}{W} \left(\frac{G(r)}{F(r) - 1} \right) \left(\frac{G(r)}{W} \right) \left(\frac{G(r)}{F(r) - 1} \right)$ $I = \frac{G(r)}{W} \left(\frac{G(r)}{F(r) - 1} \right) \left(\frac{G(r)}{W} \right) \left(\frac{G(r)}{F(r) - 1} \right)$ $I = \frac{G(r)}{F(r)} \left(\frac{G(r)}{F(r) - 1} \right)$ $I = \frac{G(r)}{G(r)} \left(\frac{G$

$$\frac{e^{\left(\frac{v \circ out}{J_s}\right)}}{e^{\left(\frac{v J_{in}}{J_s}\right)}} = G_o^{v}.$$
 (Y •)

حالت خاص دیگر برای 👓 احادث میشود که باریکهٔ خروجی

با ترکیب کردن روابط (۲۶) و (۲۷) و حـذف (G(r) از میان آنها می توان به رابطهٔ (۲۸) برای ارتباط میان شاریدگی انـرژی ورودی و خروجی برای تقویت کنندهٔ دو عبوری دست یافت. معادلهٔ (۲۸) به همراه روابط (۲۱) تـا (۲۳)، و در چـارچوب فرضیات مدل تقویت کنندهٔ تک عبوری، رفتار تقویت کننـدهٔ دو عبوری را بر حسب وضعیت شعاعی نشان می دهد که آن را مدل تحلیلی تعمیم یافته بـرای تقویت کننـده دو عبوری می نامیم.

$$\exp\left[-\left(\frac{1-(1-G_{Y})\psi}{G_{Y}\psi}\right)\left(\frac{J_{out}(r)}{J_{s}}\right)\right]$$

$$=\frac{G_{o}(1-G_{Y})\psi+(1-G_{o})\exp\left[-(1+G_{Y}\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_{s}}\right)\right]}{(1+G_{o}\left((1-G_{Y})\psi-1\right))\left[G_{o}+(1-G_{o})\exp\left[-(1+G_{Y}\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_{s}}\right)\right]\right]}.$$
(YA)

اکنون رفتار معادلهٔ (۲۸) را برای حالتهای خاص مورد بررسی قرار میدهیم. اگر شاریدگی انرژی ورودی از شار انرژی اشباع بسیار کوچکتر باشد $J_s < J_s$ بسیار میشود. در این صورت مناسب است و جایگزین (۲۱) و (۲۲) میشود. در این صورت رابطهٔ (۲۸) سادهتر میشود و میتوان آن را با رابطهٔ (۲۹) نشان داد.

$$\exp\left[-\left(\frac{1-(1-G_{o})\psi}{G_{o}\psi}\right)\left(\frac{J_{out}(r)}{J_{s}}\right)\right]$$

$$=\frac{\psi G_{o} + \exp\left[-(1+G_{o}\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_{s}}\right)\right]}{(1+\psi G_{o})\left[G_{o} + (1-G_{o})\exp\left[-(1+G_{o}\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_{s}}\right)\right]\right]}.$$
(Y9)

در حالــت اشــباع داريــم G_Y <<G_o ، G_Y <<G_o ، J_{in} ≥J_s و ۲≈۲ هر این صورت معادلهٔ (۲۸) به رابطهٔ (۳۰) کـاهش مییابد.

$$\exp\left[-\left(\frac{1}{\psi}\right)\left(\frac{J_{out}(r)}{J_s}\right)\right]$$
$$=\frac{\exp\left[-(1+\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_s}\right)\right]}{G_o + (1-G_o)\exp\left[-(1+\psi)\left(\frac{J_{in}(r)}{J_s}\right)\right]}.$$
(7.9)

توزیع شدت یکنواخت و توزیع شدت گاوسی برای باریکهٔ ورودی به تقویت کننده از مهمترین مواردی است که معمولاً در عمل با آن سر و کار داریم. از این روی تابع ۷ را برای این دو حالت مورد بررسی قرار مید هیم.

برای توزیع شدت یکنواخت، چگالی فوتون در =z با رابطه (۳۱) نشان داده می شود.

$$\Phi_{\lambda}(r, \circ, t) = \begin{vmatrix} \Phi_{o}f(t) ; & |r - r_{\lambda}| \le a_{\lambda} \\ \circ & ; & |r - r_{\lambda}| > a_{\lambda} \end{vmatrix}$$
(٣)

 Φ_o مقداری ثابت و Φ_o مقداری ثابت و f(t) تغییرات زمانی شدت ورودی است. Φ_o مقداری ثابت و ra_h تطر باریکه ورودی است. با فرض عدم تغییر رفتار زمانی تپ در عبور از تقویت کننده، برای باریکهٔ ورودی در دومین عبور نیز عبارت مشابهی وجود دارد، رابطهٔ (۳۲).

$$\Phi_{\gamma}(r,L,t) = \begin{vmatrix} \Phi_o T G(r,t) f(t) ; & |r-r_{\gamma}| \le a_{\gamma} \\ \circ & ; & |r-r_{\gamma}| > a_{\gamma} \end{vmatrix}$$
(YY)

با توجه به تعریف (۶) و روابط (۳۱) و (۳۲) تابع انتقال پرتـو بهدست میآید.

 $\psi(r,T) = \begin{vmatrix} T ; & |r-r_{\gamma}| \le a_{\gamma} \\ \circ ; & |r-r_{\gamma}| > a_{\gamma} \end{vmatrix}$

نمودارهای شکل ۲ و ۳ رفتار (G(r) و Jout (r) را طبق رابطهٔ (۲۸) مـدل ارائـه شـده در بخـش ۳-۲، بـرای باریکـهٔ ورودی گاوسی در سه حالت بسیار دور از حالت اشباع *Jino / Js* = ۱ ، اشــباع کامــل بهــرهٔ الشــباع کامــل بهــرهٔ ا تقويت كننده، ۲/۸۱ ، نظير آنچه در عمل با آن روبرو بوديم، نشان مي دهد. Go يا مقدار اوليهٔ بهره براي اين محاسبات ۸/۸۰۴ به ازای ۹۸ ژول انرژی دمش تحویل شده به لامپ، T عبوردهی میان دو عبور ۰/۲۳، انـدازهٔ لکـه ورودی در عبور اول ۸۸/۰ میلیمتر و در عبور دوم ۵/۰ میلیمتر، مطابق بـا مقادیر تجربی اختیار شده است. مسیر باریکهٔ ورودی اول در راستای محور تقارن میلهٔ تقویت کننده ۲٫=D/۲ و مکان شعاعی بهنجار شده باریکه بـ قطر میلـ تقویـت کننـده D در دومين عبور، 1 / ۲٫ در ۵ مكان مختلف از ۱/۰ تا ۵/۰ انتخاب شده است. با نزدیک شدن راستای انتشار باریکههای عبوری، تأثير باريكه هاي متقابل بر بهره محيط فعال بخوبي مشاهده می شود و به ازای ۲٬=۲ بهره و شاریدگی انـرژی خروجـی بـه حداقل کاهش می یابد و برای ۱ ≤ J_{ino} / J بهـرهٔ ۱ ≈ G اسـت. هنگامیکه W₁+W₁ ≥ |۲٫−۲٫| و مسیر باریکههای عبـوری بـر يكديگر منطبق نباشند، تغييرات مكاني غير يكنواخت بهره سبب اعوجاج توزيع فضايي شدت براي باريكهٔ عبوري دوم مي شود. ایـن اثـر بـه ویـژه در چهارمین نمـودار شـکل ۲ و ۳ بـه ازای ۲_۲ / D=۰/۴ بیشتر دیده می شود.

خطای نسبی ناشی از کاربرد روابط (۲۹) و (۳۰) را برای دو حالـت خــاص J_{in} <<Js و J_{in} ≥Js بــرای باریکــهٔ ورودی گاوسی، به ترتیب با روابط (۳۷) و (۳۸) تعریف میکنیم.

$$E_{ss} = \left(\frac{J_{out_ss}(r) - J_{out}(r)}{J_{out_ss}(r)}\right) \times \cdots,$$
 (TV)

$$E_{st} = \left(\frac{J_{out_st}(r) - J_{out}(r)}{J_{out_st}(r)}\right) \times \cdots$$
 (mA)

نتایج محاسبهٔ خطا برای ۵ مقدار متفاوت *D ، ۲*، نظیر شکل ۲ و ۳، در نمودارهای شکل ۴ و ۵ آمـده اسـت. نمودارهـا نـشان



شکل ۲. رفتار شعاعی بهره، G به ازای ۳ مقدار ۰۱، ۱ و ۲/۸۱ برای بیشینهٔ شاریدگی بهنجار شدهٔ انرژی ورودی به تقویت کننده *J_{ino} / J* که به ترتیب با خط مقطع، نقطه چین و خط ممتد نشان داده شده است. توزیع شاریدگی ورودی متناظر در مرکز تمامی نمودارها مشاهده می شود. مکان باریکهٔ در عبور دوم *D*/۶ به ترتیب از بالا به پایین برابر است با ۰۱/۱ (۰۰ ۲/۰، ۲/۰ و ۵/۰. D قطر میلهٔ تقویت کننده است. مقدار اولیهٔ بهره *G* برابراست با ۲۰۸۴ که مطابق با بهره مشاهده شده تجربی به ازای انرژی دمش ۹۸ ژول است.



شکل ۲. رفت ار شعاعی خط ای مدل تقریبی E_{ss} برای شاریدگی خروجی در حالت $J_{in} < J_s$ به ازای ۳ مقدار ۲/۰، ۱ و ۲/۸۱ برای بی شینه شاریدگی بهنجار شدهٔ انرژی ورودی به تقویت کننده J_{ino}/J_s به ترتیب با خط مقطع، نقطه چین و خط ممتد نشان داده شده است. مکان باریکهٔ در عبور دوم T_r/D به ترتیب از بالا به پایین برابر است با ۲/۰، ۲/۰، ۲/۰، ۲/۰ و ۲/۰. D قطر میله تقویت کننده است.



مشاهده میشود. تمامی شرایط نظیر شکل ۲ است.



شکل۵. رفتار شعاعی خطای مدل تقریبی E_{st} برای شاریدگی خروجی در حالت اشباع. برای دو نمودار آخر ۲٫۱_۵ برابر با ۰/۵ است و تنها جهت مشاهدهٔ بهتر جزئیات، مقیاس محور عمودی برای نمودار سمت چپ تغییر داده شده است. بقیهٔ شرایط نظیر شکل ۴ است.

می دهند که خطای ناشی از مدل ساده شده، رابطهٔ (۳۰)، برای می دهند که خطای ناشی از مدل ساده شده، رابطهٔ (۳۰)، برای شاریدگی خروجی E_{ss} , به ازای $1/\circ = J_s / J_{ino}$ ، در حد ۲۰- تا حداکثر ۵۰- درصد است. با افزایش شاریدگی ورودی و عبور از حالت اشباع تقریب (۲۹) اعتبار خود را از دست می دهد و خطایی بیش از ۵۰ ± درصد در نتایج مشاهده می شود. رابطهٔ تقریبی (۳۰) برای J_{out} تنها در حالت اشباع می می شود. رابطهٔ تقریبی (۳۰) برای J_{out} تنها در حالت اشباع می می دهد و خطایی بیش از ۵۰ ± درصد در نتایج مشاهده می شود. رابطهٔ تقریبی (۳۰) برای J_{out} تنها در حالت اشباع می می دهند که رابطهٔ (۳۰) تنها هنگامی که بهره در عبور اول و دوم کاملاً اشباع شده باشد به نتایج قابل قبول منجر می شود. این حالت هنگامی اتفاق می افتد که مسیر عبور باریکه های عبوری جاری بسه یکدیگرب سیارنزدیک باشند: (m_{i} , m_{i})

 $J_{in} \ge J_s$. وضعیت اخیر تنها در آخرین نمودار شکل ۵ برای $J_{in} \ge J_s$ ۴۰ مشاهده می شود که برای $r_i = r_i$ ، خطا کمتر از ۴۰ درصد است.

در حالت خاص که مسیر پرتوها بر یکدیگر منطبق هستند، برای مسئله جواب تحلیلی دقیق (۲۰) وجود دارد و می توان نتایج مدل یا رابطهٔ (۲۸) را برای بستگی شاریدگی خروجی به شاریدگی ورودی برای تقویت کننده ۲ عبوری با آن مقایسه کرد. علاوه بر آن برای این حالت خاص، نتایج مدل فرانتز-نادویک با دو عبور مستقل و با تصحیح ضریب بهره طبق روش مرجع [۵] نیز می تواند در کنار جوابهای دیگر مورد مطالعه قرار گیرد. نمودارهای شکل ۶ نتایج را نشان می دهند. در این



شکل ۶. مقایسهٔ بستگی شاریدگی خروجی به شاریدگی ورودی برای تقویت کندهٔ ۲ عبوری برای حالت خاص که مسیر پرتوها بر یکدیگر منطبق هستند. نتایج برای مدل دقیق رابطهٔ (۲۰)، مدل ارائه شده رابطهٔ (۲۸) و مدل فرانتز-نادویک با دو عبور مستقل و با تصحیح ضریب بهره طبق روش مرجع [۵]. در این محاسبه ضریب عبوردهی میان دو عبور ۱ = ۲ است. سه مقدار ضریب بهرهٔ متفاوت ^۱ -۵ ۵ /۰۰ ، ^۱ -۲۷۲ و برای مطالعهٔ تأثیر مقادیر کوچک تا بزرگ بهره در نتایج مورد استفاده قرار گرفته است. نمودارها نشان می دهند که نتایج ۳ مدل تنها برای مقادیر متوسط و بزرگ بهره اختلاف کوچکی دارند.

جهت تایید روابط محاسبه شده در بخش ۳-۲ برای تقویت کنندهٔ دو عبوری، انرژی خروجی یک تقویت کنندهٔ دو عبوری به طول موثر ۸۰ میلیمتر از جنس Nd:YAG بر حسب فاصله میان باریکههای عبوری مورد اندازه گیری قرار گرفت[۱۳]. بهرهٔ تک عبور _O نیز به طور جداگانه به کمک اندازه گیری شاریدگی ورودی و خروجی و مدل فرانتز- نادویک محاسبه شد که ضریب بهره برای سه مقدار انرژی دمش ۵۰، ۷۲ و ۹۸ ژول به ترتیب ⁽⁻ ۲۵۹ ۲۵۹/۰، ⁽⁻ ۲۱۰۱ ۲۰۰۱/۰ و ⁽⁻ ۲۵۹ ۲۵

محاسبه ضریب عبوردهی میان دو عبور T = 1 است و سه مقدار ضریب عبوردهی میان دو عبور 0^{-1} است و سه مقدار ضریب به ره متفاوت 0^{-1} ۵°/۰ ، 0^{-1} مورد 1^{-1} ۱ cm ابرای مطالعهٔ بستگی نتایج به تغییرات بهره مورد استفاده قرار گرفته است. نمودارها نشان می دهند که نتایج J_{in}/J_s مدل تنها برای مقادیر متوسط و بزرگ بهره و $1 \ge (J_{in}/J_s)$ و بهرهٔ اختلاف کوچکی در حد ۵٪ دارند و برای $1 \le (J_i - J_s)$ و بهرهٔ کوچک خطا عملاً قابل صرفنظر کردن است که نشانهای از درستی نتایج رابطهٔ (۲۸) است.





شکل۷. چگونگی بستگی شاریدگی انرژی خروجی به ورودی برای تقویت کنندهٔ Nd:YAG طی یک عبور. ضریب بهره بـرای سـه مقـدار انـرژی دمش ۵۰ ۷۲ و ۹۸ ژول به ترتیب ^{(۱}–۰/۱۵۸۹ *m*)، ۲۱۰۱*cm*) و ۲۷۱۹ *cm*/۰می باشد.



شکل ۸. نتایج محاسبهٔ مدل تحلیلی برای بستگی انرژی خروجی تقویت کنندهٔ ۲ عبوری به فاصله میان باریکهها برای انرژی دمـش ۷۲ و ۹۸ ژول. دو حالت تقریبی برای شاریدگی ورودی بسیار کمتر و بسیار بیشتر از شاریدگی اشباع به ترتیب با (خط چین) و (نقطه- خط) نشان داده شـدهانـد. نتیجه مدل کامل با(خط ممتد) ترسیم شده است.

بهدست آمد، شکل ۷. در این اندازهگیریها قطر باریکه ورودی به تقویت کننده ۳ میلیمتر و قطر میلهٔ تقویت کننده ۹ میلیمتر میباشد.

به کمک روابط (۲۱) و (۲۲) به ازای هر انرژی دمش بهره در عبور اول (۲۱) $G_{\gamma}(r_{\gamma})$ و عبور دوم $G_{\gamma}(r_{\gamma})$ و سپس شاریدگی خروجی $J_{out}(r,r_{\gamma},r_{\gamma})$ از رابطهٔ (۲۸) برای تقویت کننده دو عبوری محاسبه شد. با انتگرالگیری از J_{out} نسبت به r انرژی خروجی تقویت کننده دو عبوری $E_{out}(r_{\gamma},r_{\gamma})$ بر حسب

وضعیت مرکز دو باریکهٔ عبوری ۲_۸ و ۲_۲ بـهدسـت مـی آیـد. در رابطهٔ (۳۹)، D قطر محیط فعال تقویت کننده است.

$$E_{out}(r_{\lambda}, r_{Y}) = Y\pi \int_{r_{Y}}^{D/Y} J_{out}(r, r_{\lambda}, r_{Y}) r dr . \qquad (\Upsilon \mathfrak{P})$$

نمودارهای شکل ۸ نتایج حاصل از رابطهٔ ۲۸ را به همراه محاسبهٔ انرژی خروجی برحسب فاصله میان مرکز دو باریکه عبوری برای حالتهای خاص $J_{in} \geq J_s$ و $J_{in} << J_s$ به ترتیب روابط (۲۹) و (۳۰) برای دو مقدار دمش ۷۲ و ۹۸ ژول



شکل۹. بستگی مشاهده شده برای انرژی خروجی تقویت کنندهٔ دو عبوری به فاصلهٔ میان مسیر اولین و دومین پرتو عبوری. اندازه گیـریهـا بـرای انرژی دمش ۹۸ ژول صورت گرفته است.

کنندههای چند عبوری که بازدهی کاملاً به فاصله میان مسیر باریکههای عبوری وابسته است به کار رود. علیرغم استفاده از سه فرض عدم تغییر رفتار زمانی تپ اپتیکی عبوری از تقویت کننده، کوچک بودن زمان عبور در مقایسه با پهنای زمانی تپ ورودي به تقويت كننده و عدم اعوجاج توزيع عرضي شدت اولین باریکهٔ عبوری علی رغم تأثیر متقابل باریکهها بر بهرهٔ اپتیکی، مدل همچنان به نتایج مناسب و قابل قبول منجر می شود. نتایج محاسبات نشان میدهند کـه حـداقل بـازدهی و انرژی خروجی برای تقویت کننده دو عبوری هنگامی رخ میدهد که مسیر باریکههای لیزر طی دو عبور بر یکدیگر منطبق باشند. با دور شدن مسیر باریکهها از یکدیگر، تأثیر باریکهها بـر یکدیگر کاهش مییابد و عمالاً پس از آنکه فاصلهٔ مرکز باریکهها بیش از مجموع اندازهٔ لکه باریکههای عبوری از یکدیگر باشد، بیشترین بازدهی حاصل میشود و باریکهها حداکثر بهرهٔ انرژی را تجربه میکنند. این ملاحظات در کنار مشاهدات تجربي و مقايسهٔ نتايج با محاسبهٔ حالت خـاص كـه مسیر باریکهها بر یکدیگر منطبق هستند، کارآمدی مدل را مورد تاييد قرار مىدهد.

نشان میدهد. مقایسهٔ نتایج مدل با مقادیر تجربی نشان میدهد که هنگامی که مسیر باریکه ها بیش از نصف مجموع اندازه لکه باریکه ها از یکدیگر فاصله دارند، نتایج تجربی و تحلیلی کاملاً با یکدیگر سازگار هستند، (شکل ۹). در تمام حالت ها انرژی باریکه ورودی به تقویت کننده ۱۹/۵ میلی ژول و قطر باریکه ۲/۵ میلی متر است. با نزدیک شدن مسیر باریکه ها به یکدیگر، مدل رفتار مشاهده شده تجربی را تا حد زیادی دنبال میکند و برای مسیر عبور یکسان برای دو باریکه، مدل مقادیر کمتری را در حد ۱۰ تا ۲۰ درصد برای انرژی خروجی به دست میدهد.

مدل عرضه شده در این مقاله تعمیمی است بر مدل ارزشمند فرانتز – نادویک برای تقویت کننده های اپتیکی دو عبوری با فاصلهٔ دلخواه میان باریکه ها، که می تواند در طراحی و بهینه سازی بازدهی سیستم های مفصل اپتیکی با تقویت کننده های دو و چند عبوری سودمند واقع شود.

این مدل می تواند بدون نیاز به حل عددی سیستم معادلات پارهای آهنگ تفاوت انبوهی و چگالی فوتون، برای بهینه سازی تقویت کنندههای ۲ عبوری، و با کاربرد مکرر آن بـرای تقویـت Instrum. 55, 4 (1984) 477.

- S Ghoreyshi, K Rahimian, A Hariri, Opt. Commun. 238 (2004)139.
- 10. H Okada, H Yoshida, H Fujita, and M Nakatsuka, *Opt. Commun.* 260, 1 (2005)277.
- 11. S C Pearce, L M Ireland, and P E Dyer, *Opt. Commun.* **255** (2005) 297.
- 12. N N Ilichev, A V Larikov, and A A Malyutin, Sov. J. Quantum. Electron. 20, 11 (1991) 1336.

۱۳. ا. ح. فرهبد، ر. بری، ن. مرشدیان، ف. تحصیلداران، م.

ترکاشوند و م. جابری، *شانزدهمین کنفرانس اپتیک و* فوتونیک ایران، دانشگاه یزد (۱۳۸۸).

- B M Wonterghem, J R Murray, J H Campbell, D R Speck, C E Barker, I C Smith, D F Browning, W C Behrendt, *Appl. Opt.* 36 (1997) 4932.
- 2. W H Lowdermilk, J E Murray, *Journal of Applied Physics*, **51**, 5 (1980) 2436.
- 3. J E Murray, W H Lowdermilk, *Journal of Applied Physics*, **51**, 7 (1980) 3548.
- L M Frantz, and J S Nodvik, *Journal of Appl. Phys.* 34, 8 (1963) 2346.
- 5. W Koechner, "Solid State Laser Engineering", 5th edition, Chapter 4, Springer (1999).
- 6. M Scott Andrew, Gary Cook and Andrew P G Davies, *Appl. Opt.* **40** (2001) 2461.
- 7. R S Hargrove, R Grove and T Kan, *IEEE Journal of Quantum Electron*. QE-15, 11 (1979) 1228.
- 8. F Docchi, V Magni, and R Ramponi, Rev. Sci.