به نام حضرت دوست که هر چه داریم از اوست
و هرچه نداریم ز حکمت اوست

منابع نوری نیمه رسانا
Semiconductor Photon Source

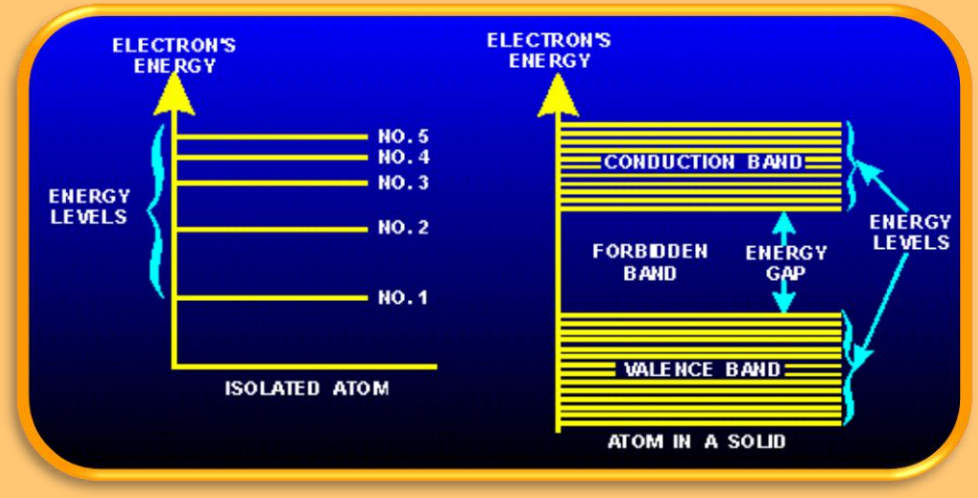
نام استاد: آقای پروفسور مجلس آرا

تهیه کننده: خلیل اسلامی جهرمی

توجه: جهت اجرای صحیح اسلایدها و نمایش افکت ها از آفیس ۲۰۱۰ استفاده شود.

مقدمه

برخلاف ترازهای انرژی منفرد مربوط به اتم های مجزا ، الکترون ها درجامدات باند پهنی را اشغال می کنند.



هر باند انرژی از ترازهای انرژی نزدیک به هم تشکیل شده که مربوط به اتم های مجزا نیستند ، بلکه مربوط به کل ماده اند.

اگر ما اتم ها را نزدیک به هم کنیم ، الکترون ها شروع به برهم کنش با یکدیگر می کنند و هر تراز اصلی به دسته ای از ترازهای بسیار نزدیک به هم تقسیم می شوند که به آن ها باند انرژی می گوییم.

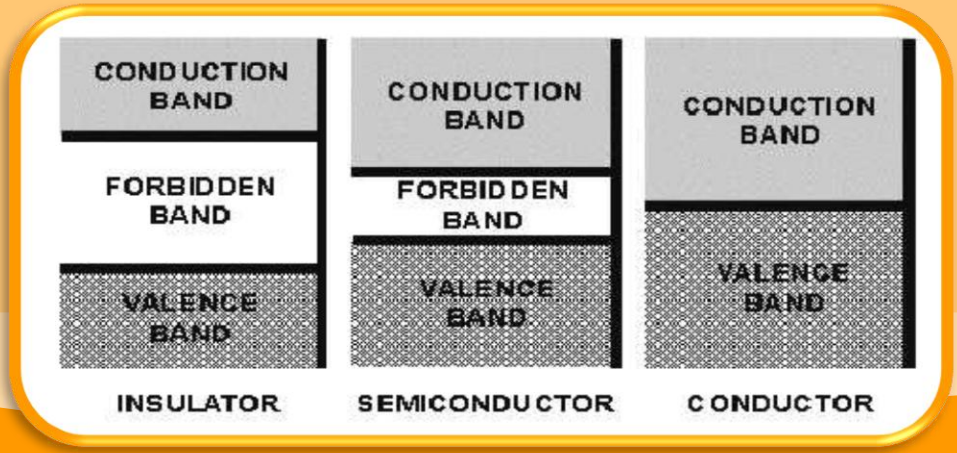
مقدمه

وقتی که **فاصله ی بین اتم ها کاهش** می یابد ، **پهنای باند بیش تر** می شود.

هر باند ممکن است در یک فضای کوچک اتمی هم پوشانی داشته باشد اما در نیمه رسانا ها به دلیل هدایت اتمی ، در حال تعادل ، گاف هایی بین باند انرژی آن ها قرار دارد.

در اتم ها ، اصولاً تمام ترازهای انرژی پر نیستند. باندهای انرژی نیز تا باند خاصی به بعد خالی هستند. آنچه اهمیت دارد آخرین باند پر شده و اولین باند خالی و گاف بین آن هاست. تعداد الکترون ها و حفره ها در نیمه رسانای خالص معمولاً برابر است.

در شکل زیر باندهای انرژی رسانا و نیمه رسانا ها و نارساناها مقایسه شده است.



مقدمه

تعداد الکترون ها و حفره ها معمولاً به دو روش تغییر می کند:

۱_تغییر دما

۲_آلاییدن نیمه رسانا با اتم هایی که ظرفیت متفاوتی با اتم ماده میزبان دارد.

اگر n و p به ترتیب چگالی الکترون ها و حفره ها باشد ، ضرب آن ها مربع میزان غلظت الکترون یا حفره در ماده می باشد:

$$np = n_i^2$$

مقدمه

دیود از پیوند نیمه رسانای نوع n و نیمه رسانای نوع p به وجود می آید.

در نیمه رسانای نوع n چگالی الکترون های آزاد و در نیمه رسانای نوع p چگالی حفره ها(کمبود الکترون) بیشتر است.

گسیل نور از یک ماده نیمه رسانا نتیجه بازترکیب الکترون_حفره است در اسلاید های بعد مفصلاً توضیح داده خواهد شد.

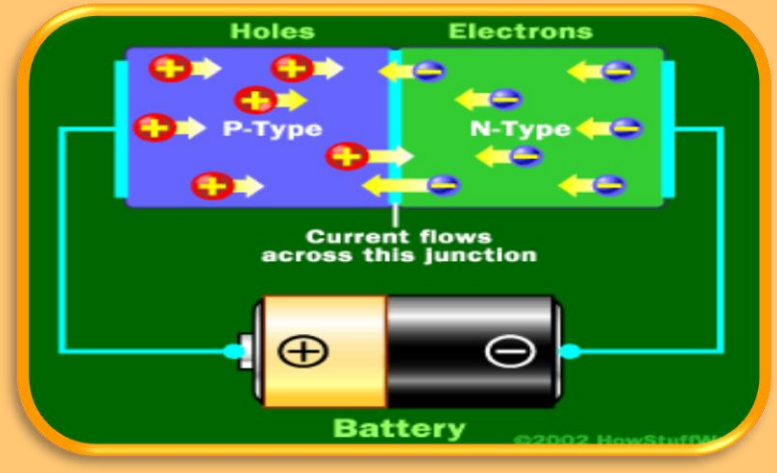
مواد با قابلیت گسیل چنین نوری در دمای اتاق تابش نمی کنند ، زیرا تجمع الکترون های برانگیخته گرمایی و حفره ها برای تابش قابل تشخیص ، خیلی کم است.

بدین منظور از منبع انرژی خارجی جهت تحریک آن ها استفاده می شود تا مقادیر بزرگ تابش بازترکیب خود به خودی تولید کنند.

مقدمه

مستقیم کردن بایاس پیوندگاه p_n یک را رسیدن به چنین هدفی است که نتیجه تزریق الکترون ها و حفره ها در منطقه یکسان فضایی است.

تابش بازترکیبی حاصل شده را الکترولومینسانس تزریقی (تابش الکتریکی تزریقی) می نامند.

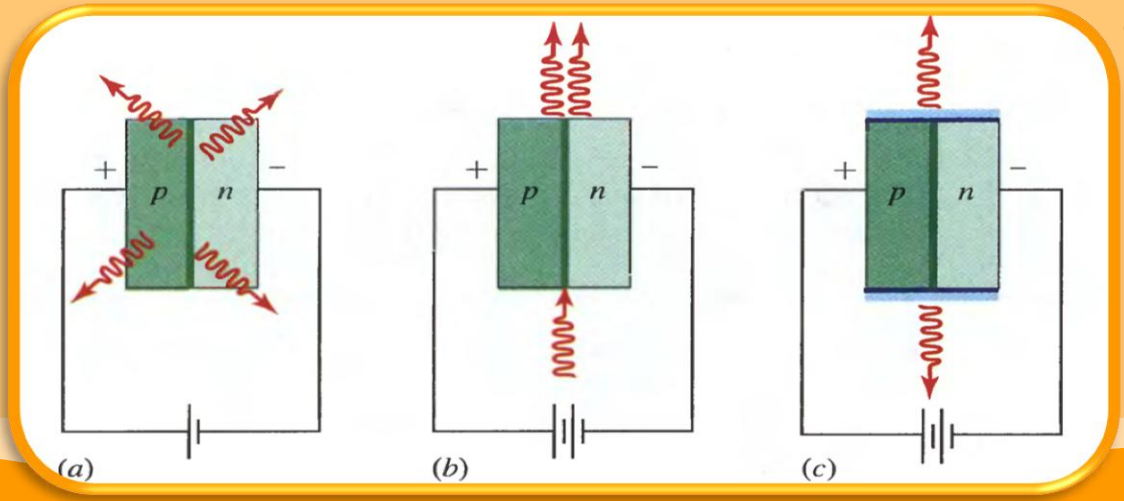


مقدمه

پس یک دیود تابشی نور (LED) یک پیوندگاه p_n بایاس مستقیم است که از ماده نیمه رسانای گـــاف مســـتقیم ساخته شده است و نور را به وسیله ی تابش الکتریکی تزریقی گسیل می کند.(شکل a)

اگر **ولتاژ مستقیم** بیش تر از یک مقدار معین افزایش یابد ، **تعداد الکترون ها و حفره ها** به طور کافی در منطقه ی پیوندگاه زیاد می گردد و **موجب وارونی** جمعیت می گردد ، که نتیجه ی آن **گسیل القایی** است که بر جذب غلبه دارد.

پیوندگاه ممکن است به عنوان یک تقویت کننده لیزر دیودی (مانند شکل b) یا به عنوان دیود لیزر تزریقی(شکل c) استفاده شود.



بخش اول: دیودهای نور گسیل

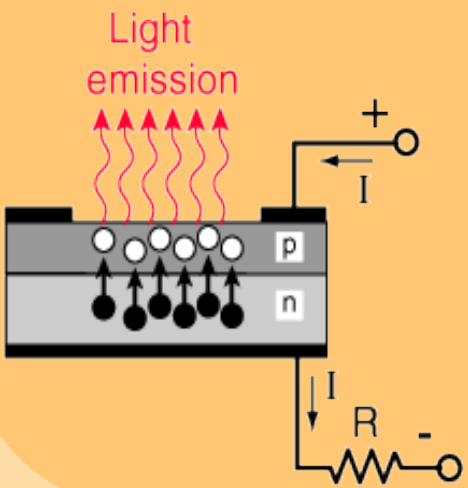
الف) تابش الکتریکی تزریقی (الکترولومینسنس تزریقی)

تابش الکتریکی(الکترولومینسانس) در حالت تعادل گرمایی

بازترکیب الکترون_حفره گسیل نور از یک ماده نیمه رسانا را نتیجه می دهد. با وجود اینکه **در دمای اتاق** تجمع الکترونهای برانگیخته ی گرمایی و حفره ها خیلی **کم** است ، **شار فوتون** های تولید شده **بسیار ناچیز** می باشد.

اگر حالت **تعادل گرمایی** برقرار باشد ، شدت نمی تواند با ناخالص کردن ماده به طور محسوس زیاد یا کم شود. اگر ماده ناخالصی زیادی نداشته باشد ، با توجه به قانون کنش جرم ، تولید np (ضرب چگالی های الکترون و حفره) در n_i **ثابت** است.

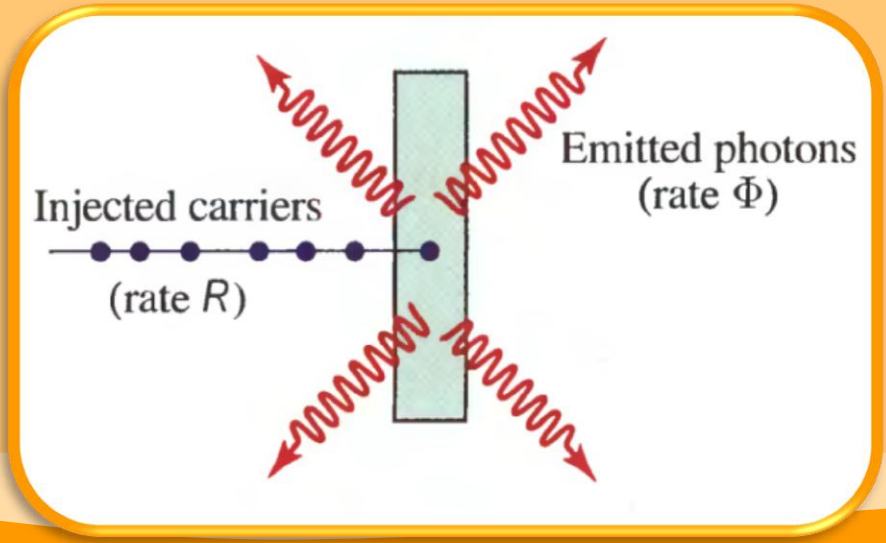
برای اینکه یک میزان بازترکیب زیاد داشته باشیم، وفور الکترون ها و حفره ها نیازست.



تابش الکتریکی(الکترولومینسنس) در حضور تزریق حامل

آهنگ گسیل فوتون را می شود از آهنگ تزریق جفت الکترون حفره $R(\frac{\text{جفتها}}{cm^3_s})$ که R نقش میزان پمپاژ لیزر را ایفا می کند محاسبه می گردد.

شار فوتونی ∅ (فوتون بر ثانیه) در داخل یک حجم V ماده نیمه رسانا با آهنگ تزریق حامل_جفت نسبت مستقیم دارد.



تابش الکتریکی(الکترولومینسنس) در حضور تزریق حامل

تجمع های تعادلی الکترون ها و حفره ها در عدم وجود پمپاژ به ترتیب با n_0 و p_0 نشان داده می شوند. ما از

$$p = p_0 + \Delta p \quad \text{و} \quad n = n_0 + \Delta n$$

برای بیان تجمع های حامل در حالت پایا در حضور پمپاژ استفاده می کنیم.

تجمع الکترون های اضافی Δn دقیقاً **برابر** با تجمع های حفره های اضافی Δp است. زیرا الکترون ها و حفره ها به صورت جفتی تولید شده اند.

فرض می شود که جفت های الکترون_حفره اضافی با آهنگ $\frac{1}{\tau}$ بازترکیب می شوند که τ به طور کلی زمان بازترکیب (تابشی و غیر تابشی) الکترون_حفره است.

در حالت پایا می بایست آهنگ تولید(پمپاژ) دقیقاً با آهنگ بازترکیب (فروافت) مساوی باشد ، بنابراین $R = \frac{\Delta n}{\tau}$ است.

تابش الکتریکی(الکترولومینسنس) در حضور تزریق حامل

پس تجمع حامل اضافی با آهنگ پمپاژ متناسب است:

$$\Delta n = R\tau$$

برای آهنگ های تزریقی حامل که به اندازه ی کافی کم اند ، داریم :

$$\tau \approx \frac{1}{r(n_0+p_0)}$$

که r پارامتر بازترکیب (تابشی و غیر تابشی) است

پس

$$R \approx r\Delta n(n_0 + p_0)$$

تابش الکتریکی(الکترولومینسنس) در حضور تزریق حامل

تنها بازترکیب های تابشی تولید فوتون می کنند ، با این وجود بازده کوانتومی داخلی برابرست با:

زمان بازترکیب تابشی و غیر تابشی

$$\eta_i = \frac{r_r}{r} = \frac{\tau}{\tau_r}$$

زمان بازترکیب تابشی

(پارامتر r به دوقسمت تابشی و غیر تابشی تقسیم می شود $r = r_r + r_{nr}$)

رابطه بالا این واقعیت را نشان می دهد که تنها قسمتی از بازترکیب ها در طبیعت تابشی اند.

چگالی طیف فوتون های تابش الکتریکی (الکترولومینسنس)

همان طور که در فصل ۱۵ آمده است ، چگالی طیف نور تابش الکتریکی(الکترولومینسانس) با نظریه باند به باند مستقیم گسترش می یابد که **آهنگ گسیل خود به خود** $r_{sp}(\nu)$ (تعداد فوتون بر هرتز در واحد حجم) با فرمول زیر نشان داده می شود:

احتمال اشغال برای گسیل خود به خود

$$r_{sp}(\nu) = \frac{1}{\tau_r}\rho(\nu)f_e(\nu)$$

زمان بازترکیب تابشی

چگالی حالت های پیوندگاه اپتیکی

$$\rho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2}(h\nu - E_g)^{1/2}$$

چگالی طیف فوتون های تابش الکتریکی (الکترولومینسنس)

چگالی حالت های پیوندگاه اپتیکی برای برهمکنش با فوتون های دارای فرکانس ν برابرست با:

$$\rho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2}(h\nu - E_g)^{1/2}$$

که m_r مربوط به جرم های موثر حفره ها و الکترون هاست: $\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_c}$ **و E_g انرژی گاف نواری است.**

در حالت گسیل، $f_e(\nu)$ احتمال اشغال برای گسیل خود به خود برابرست با:

$$f_e(\nu) = f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)]$$

تابع فرمی نوار رسانش

تابع فرمی نوار ظرفیت

تابش الکتریکی(الکترولومینسنس) در حضور تزریق حامل

تزریق جفت های حامل RV در واحد زمان ، منجر به تولید **شار فوتون** $\Phi = \eta_i RV(\frac{\text{فوتون}}{s})$ می شود:

$$\Phi = \eta_i RV = \eta_i \frac{V\Delta n}{\tau} = \frac{V\Delta n}{\tau_r}$$

شار فوتونی درونی Φ با آهنگ تزریق حامل_جفت R و بنابراین با تجمع حالت پایای جفت های الکترون_حفره اضافی Δn نسبت مستقیم دارد.

نیمه رساناهای گاف مستقیم معمولاً برای تولید LED ها (لیزرهای تزریقی) استفاده می شوند ، زیرا η_i آنها اساساً بزرگتر از η_i نیمه رساناهای دارای گاف غیرمستقیم است.(مثلاً برای GaAs ، $\eta_i = 0.5$ ، درحالی که برای Si ، $\eta_i = 10^{-5}$ است.)

بازده کوانتومی η_i بستگی به ناخالصی ، دما ، تراکم و تجمع عیب و کاستی ماده دارد.

چگالی طیف فوتون های تابش الکتریکی (الکترولومینسنس)

پارامترهای نیمه رسانا E_g و τ_r و m_v و m_c و دمای T ، توزیع طیفی $r_{sp}(\nu)$ در سطوح شبه فرمی E_{fc} و E_{fv} را مشخص می کنند که از رابطه های تجمع الکترون ها و حفره ها که به صورت زیر است ، مشخص می شوند:

$$\int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) f_c(E)\, dE = n = n_0 + \Delta n$$

$$\int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E)[1 - f_v(E)]\, dE = p = p_0 + \Delta p$$

چگالی های حالت های نزدیک لبه های نوار رسانش و ظرفیت به ترتیب با رابطه های زیر نشان داده می شوند:

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^2} (E - E_c)^{1/2}$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^2} (E_v - E)^{1/2}$$

که n_0 و p_0 تجمع و تراکم الکترون ها و حفره ها در تعادل گرمایی در عدم حضور تزریق است و $\Delta n = R\tau$ تراکم حامل های تزریقی حالت پایاست.

چگالی طیف فوتون های تابش الکتریکی (الکترولومینسنس)

$$f_e(\nu) = f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)]$$

به عبارت دیگر می توان گفت که رابطه ی بالا احتمال این است که حالت نوار رسانش با انرژی زیر پر

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c}(h\nu - E_g)$$

و حالت نوار ظرفیت با انرژی زیر خالی باشد.

$$E_1 = E_2 - h\nu$$

این دو معادله بقای تکانه و انرژی را تضمین می کنند.

توابع فرمی $f_c(E) = \frac{1}{[e^{E-E_{fc}/K_BT}]+1}$ و $f_v(E) = \frac{1}{[e^{E-E_{fv}/K_BT}]+1}$ با سطوح شبه فرمی E_{fc} و E_{fv}

به ترتیب برای نوارهای رسانش و ظرفیت در حالت های شبه تعادلی به کار می روند.

چگالی طیف فوتون های تابش الکتریکی (الکترولومینسنس)

شار فوتونی خود به خود(انتگرال گرفته شده بر روی همه ی فرکانس ها) از چگالی طیفی $r_{sp}(\nu)$ توسط فرمول زیر بدست می آید:

$$\Phi = V\int_0^{\infty} r_{sp}(\nu)\, d\nu = \frac{V(m_r)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^{3/2}\hbar^3\tau_r}(K_BT)^{3/2}exp(\frac{E_{fc}-E_{fv}-E_g}{K_BT})$$

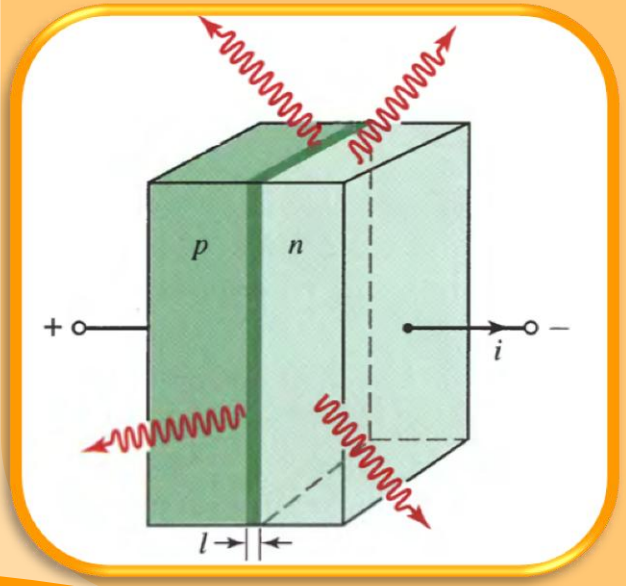
افزایش پمپاژ تراز R باعث افزایش Δn می شود که به ترتیب E_{fc}را به جلو (یا فراتر از) نوار رسانش و E_{fv}را به جلو (یا فراتر از) نوار ظرفیت حرکت دهد و منجر به افزایش احتمال $f_c(E_2)$ برای پیدا کردن حالت انرژی E_2 نوار رسانش پر شده با یک الکترون و احتمال $1-f_v(E_1)$ برای پیدا کردن حالت انرژی E_1 نوار ظرفیت خالی (پر شده با حفره) می شود.

شار فوتونی درونی

اگر تعداد کل حامل های گذرنده از منطقه پیوندگاه بر ثانیه i/e باشد که e بزرگی بار الکترون است ،

آهنگ تزریق حامل یا پمپاژ (حامل ها بر ثانیه بر سانتی متر مکعب) به سادگی از فرمول زیر بدست می آید:

$$R = \frac{i/e}{V}$$



از طرفی $\Delta n = R\tau$ پس در حالت پایا ، تجمع حامل ها برابرست با:

$$\Delta n = \frac{(i/e)\tau}{V}$$

شار فوتونی درونی

در نتیجه:

$$\Phi = \eta_i RV = \eta_i \frac{V\Delta n}{\tau} \Rightarrow$$

$$\Phi = \eta_i \frac{i}{e}$$ **شار فوتونی داخلی**

این فرمول ساده نشان دهنده تولید فوتون ها توسط الکترون ها در یک LED است.

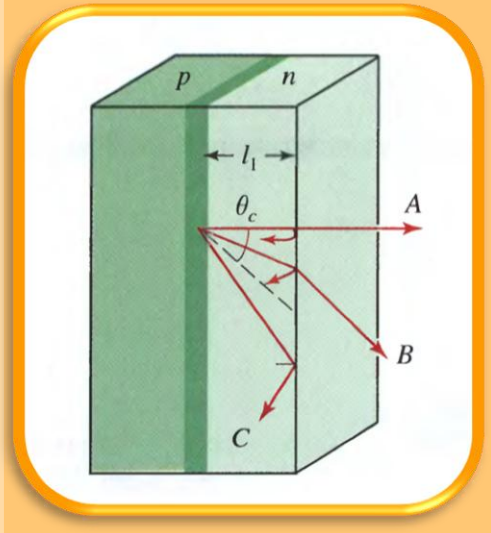
پس می بینیم که بازده کوانتومی داخلی برابر است با نسبت شار فوتونی تولید شده به شار الکترونی تزریق شده

یعنی:

$$\eta_i = \frac{\Phi}{i/e}$$

شار فوتون خروجی و بازده

شار فوتونی تولید شده در پیوندگاه تابش یکنواخت در همه ی جهات است ؛ با این وجود شار خروجی از دستگاه بستگی به جهت گسیل دارد. در شکل زیر شار فوتونی انتقالی در راستای سه جهت ممکن A و B و C نشان داده شده است.



انتقال شار فوتونی در جهت پرتو A با ضریب $\eta_1 = exp(-\alpha l_1)$ کاهش می یابد.

که α ضریب جذب ماده نوع n و l_1 فاصله از پیوندگاه تا سطح دستگاه است.

علاوه براین برای برخورد طبیعی ، بازتاب از مرز نیمه رسانا_هوا تنها کسری از نور به صورت زیر است:

$$\eta_2 = 1 - \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} = \frac{4n}{(n+1)^2}$$

که n ضریب شکست ماده نیمه رساناست.

مثال:

برای GaAs ، $n=3.6$ است ، پس $\eta_2 = 0.68$ ، درنتیجه گسیل کل برای انتقال شار فوتونی در جهت پرتو A برابر $\eta_A = \eta_1\eta_2$ است.

شار فوتون خروجی و بازده

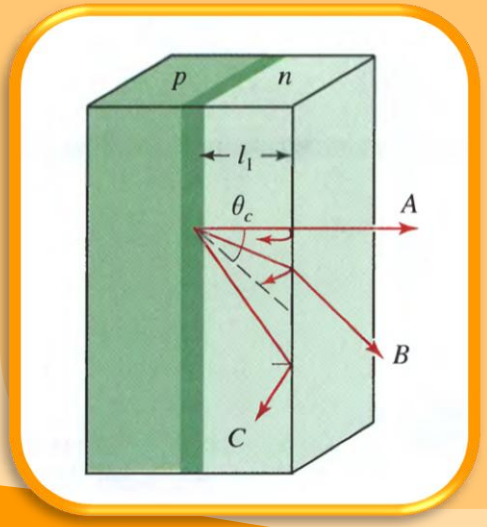
انتقال شار فوتونی در جهت B مسیر طولانی تری دارد ، پس جذب زیاد تری را می بیند و همچنین اتلاف بازتاب بیشتری را دارد پس $\eta_B < \eta_A$

شار فوتونی گسیلی در همه ی جهات خارج از یک مخروط با زاویه (حدی) ، $\theta_c = sin^{-1}(1/n)$ کشیده می شود.

کسر نور گسیل شده در مخروط برابرست با:

$$\eta_3 = 1 - cos\theta_c = 1 - (1 - \frac{1}{n^2})^{1/2} \approx \frac{1}{2n^2}$$

مثلاً برای $n=3.6$ فقط ۳.۹٪ شار فوتونی تولید شده ، می تواند گسیل شود.



همانطور که در شکل نشان داده شده ، پرتو C در ماده ی ایده آل دچار بازتاب داخلی کامل شده و هرگز گسیل نمی شود.

شار فوتون خروجی و بازده

بازده کوانتومی که هر دو نوع اتلاف را در خود دارد ، **بازده کوانتومی خارجی** η_{ex} است:

$$\eta_{ex} \equiv \eta_e \eta_i$$ بازده کوانتومی خارجی

پس شار فوتونی خارجی را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\Phi_0 = \eta_{ex} \frac{i}{e}$$ شار فوتونی خارجی

بنابراین η_{ex} نسبت شار فوتونی تولید شده خارجی ، به شار الکترونی تزریق شده است.

شار فوتون خروجی و بازده

در LED های واقعی فوتون های گسیل شده ی خارج از زاویه ی حدی ، می توانند جذب و دوباره گسیل شوند.

شار فوتونی خروجی Φ_0 با شار فوتونی داخلی ارتباطی به صورت زیر دارد:

$$\Phi_0 = \eta_e \Phi = \eta_e \eta_i \frac{i}{e}$$

که η_e ضریب بازده کل گسیل است که می تواند با فوتون های داخلی از ساختار LED استخراج شود و η_i شار فوتونی داخلی را به شار الکترونی تزریقی ارتباط می دهد.

توان نوری خروجی LED ، P_0 با شار فوتون خروجی ارتباط دارد. هر فوتون انرژی $h\nu$ دارد ، پس

$$P_0 = h\nu\Phi_0 = \eta_{ex} h\nu \frac{i}{e}$$ **توان خروجی**

شار فوتون خروجی و بازده

دیگر اندازه گیری کارایی ، **بازده کوانتومی کل η است** که بازده تبدیل توان یا بازده پریز برق هم نامیده می شود و نسبت توان نور گسیل شده P_0 به توان الکتریکی به کار گرفته شده می باشد:

$$\eta \equiv \frac{P_0}{iV} = \eta_{ex}\frac{h\nu}{eV}$$

که V افت ولتاژ عبوری از دستگاه است.

برای حالت $h\nu \approx eV$ همانند مورد LEDهای برخوردی رایج داریم:

$$\eta \approx \eta_{ex}$$

پاسخگویی

طبق $P_0 = h\nu\Phi_0 = \eta_{ex} h\nu \frac{i}{e}$ توان خروجی متناسب با جریان تزریق شده است.

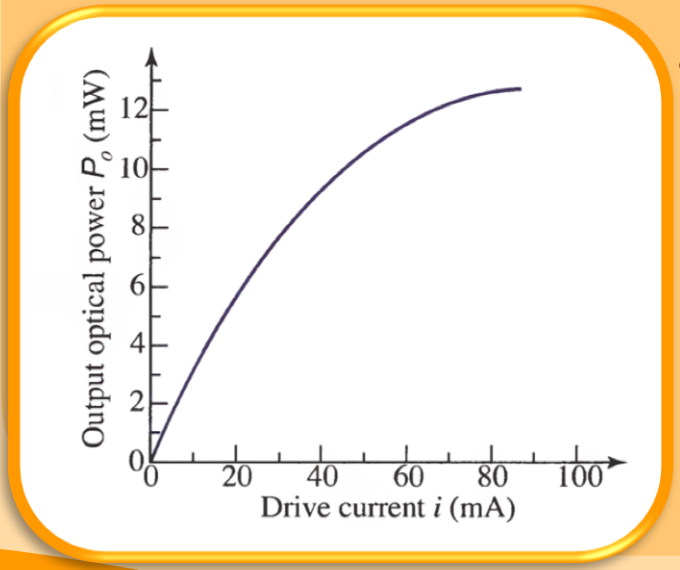
به طور تجربی این ارتباط فقط زمانی که در محدوده خاصی محدود شده باشد ، صحیح است.

برای دستگاهی خاصی که مشخصه نور_جریان آن به صورت شکل زیر است ، توان نوری گسیل شده متناسب با جریان تزریقی (رانده شده) است. زمانی که جریان کمتر از $75\ mA$ باشد ،

در این محدوده پاسخگویی مقدار ثابتی حدود $25\ \ \mu W/mA$ دارد

که از شیب منحنی مشخص می گردد.

برای جریان های رانده شده بزرگتر ، اشباع به طور نسبی از کار می افتد؛ پاسخگویی دیگر ثابت نیست و با افزایش جریان کاهش می یابد.



پاسخگویی

$\Re$ **پاسخگویی** یک LED با نسبت توان نوری گسیل شده به جریان تزریقی i ، مشخص می شود:

$$\Re = \frac{P_0}{i} = \frac{h\nu\Phi_0}{i} = \eta_{ex}\frac{h\nu}{e}$$

زمانی که λ_0 برحسب μm و پاسخگویی برحسب W/A است ، رابطه ی زیر برقرار می باشد:

$$\Re = \eta_{ex}\frac{1.24}{\lambda_0}$$

برای **مثال** اگر $\lambda_0 = 1.24\ \mu m$ باشد ، پاسخگویی برابرست با: $\Re = \eta_{ex}\quad W/A$

و اگر η_{ex} برابر واحد باشد ، ماکسیمم توان نوری که می تواند توسط جریان تزریقی $1\ mA$ تولید شود $1\ mW$ خواهد بود.

از آنجا که η_{ex} برای LED ها در محدوده ۱٪ تا ۵٪ است ، پس پاسخگویی LEDها حدود $10\quad \mu W/mA$ تا $50\quad \mu W/mA$ خواهد بود.

توزیع طیفی

چگالی طیفی آهنگ نور گسیل شده ی خود به خودی $r_{sp}(\nu)$ از یک نیمه رسانا در حالت شبه تعادلی، به عنوان تابعی از تجمع های تزریق شده Δn تعیین می شود.

پهنای طول موج که بستگی به λ دارد، برابرست با:

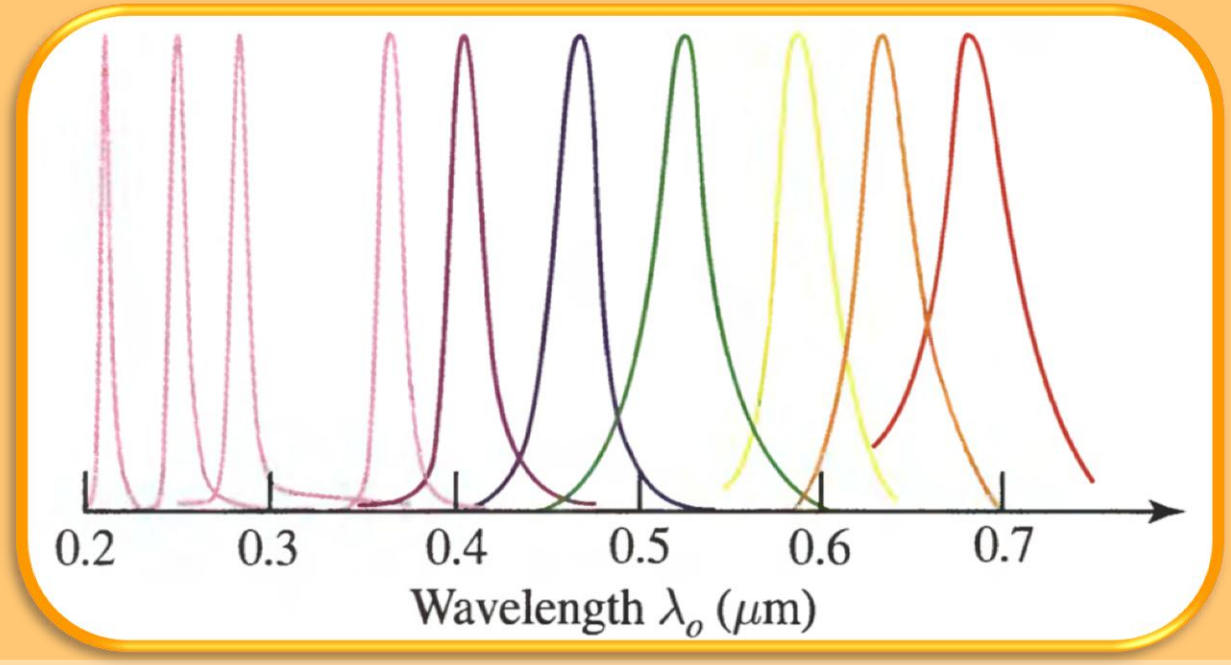
$$\Delta\lambda \approx 1.45\lambda_P^2 k_B T$$

که $k_B T$ برحسب eV و طول موج برحسب μm است و $\lambda_P = c/\nu_P$

توزیع طیفی

از شکل زیر متناسب بودن $\Delta\lambda$ به λ_P^2 مشخص است و نشان می دهد که شدت طیفی طول موج مشاهده شده برای تعدادی از LEDها در منطقه های مرئی و فروسرخ نزدیک عمل می کند.

برای مثال اگر در دمای $T=300\,K$ ، $\lambda_P = 1\ \mu m$ باشد آنگاه $\Delta\lambda = 36\ nm$ است.



مواد

LEDها از محدوده فرابنفش نزدیک تا فروسرخ کار می کنند. در فروسرخ نزدیک خیلی از مواد **نیمه رسانای دوتایی** به عنوان مواد LED با **بازده بالا به دلیل گواف نواری مستقیم** استفاده می شوند.

GaAs ، GaSb ، InP ، InAs و InSb مثال هایی از مواد نیمه رسانای دوتایی هستند.

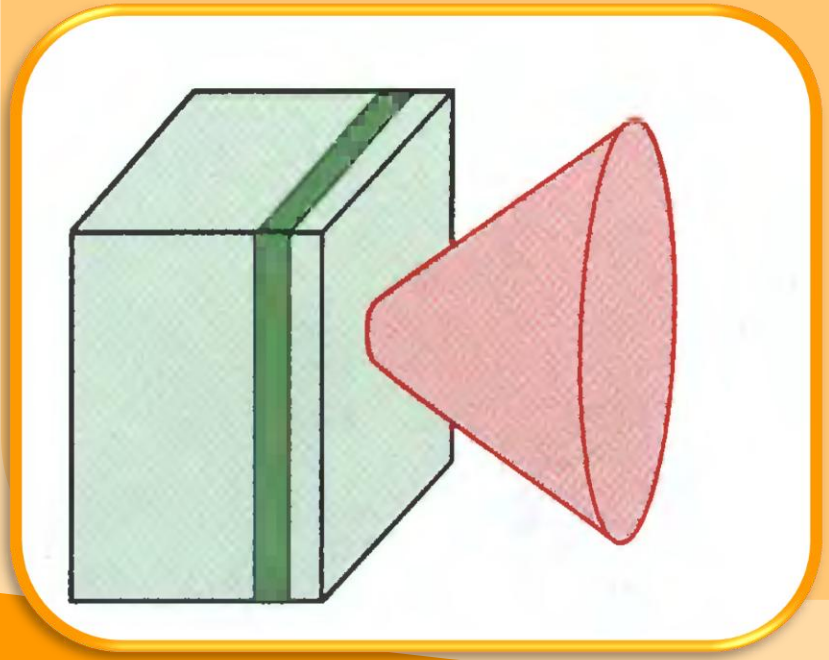
به طور خاص ترکیب های گروه ۳ و ۴ جدول تناوبی به صورت **سه تایی و چهارتایی** تنظیم می شوند. این مواد سودی که دارند این است که طول موج گسیلشان به طور فرمول دار و ترکیبی تنظیم می گردد.

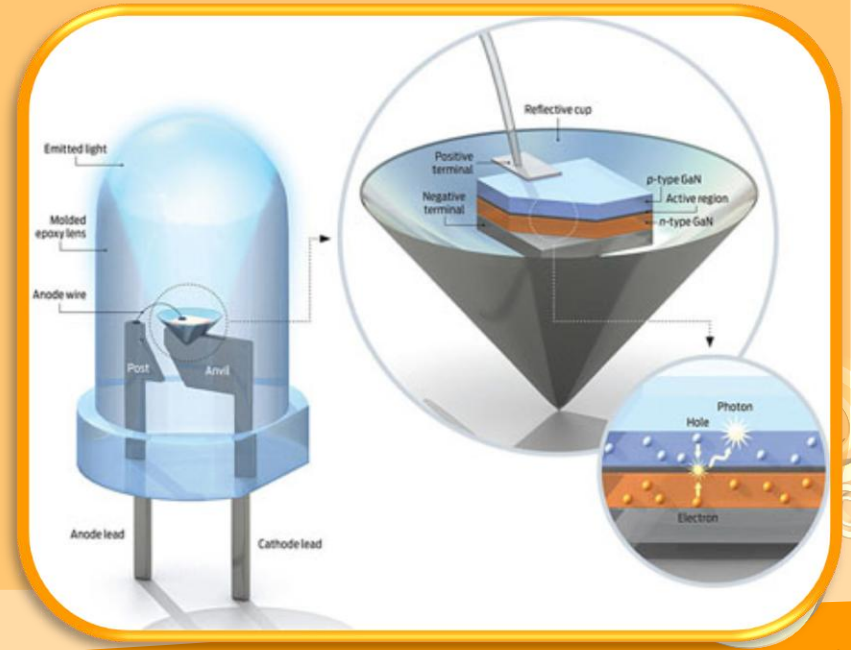
مثل ترکیب سه تایی $Al_xGa_{1-x}As$ و چهارتایی $In_{1-x}Ga_xAS_{1-y}P_y$

ساختارهای دستگاه

LEDها ممکن است به صورت **سطح گسیل** یا **لبه گسیل** ساخته شوند.

۱) **LEDهای سطح گسیل**، نور را از سطحی که موازی با سطح پیوندگاه است، گسیل می دهند. نور گسیل شده از سطح مخالف، توسط زیرلایه جذب و تلف می شود یا ترجیحاً از قسمت فلزی بازتاب می یابد.





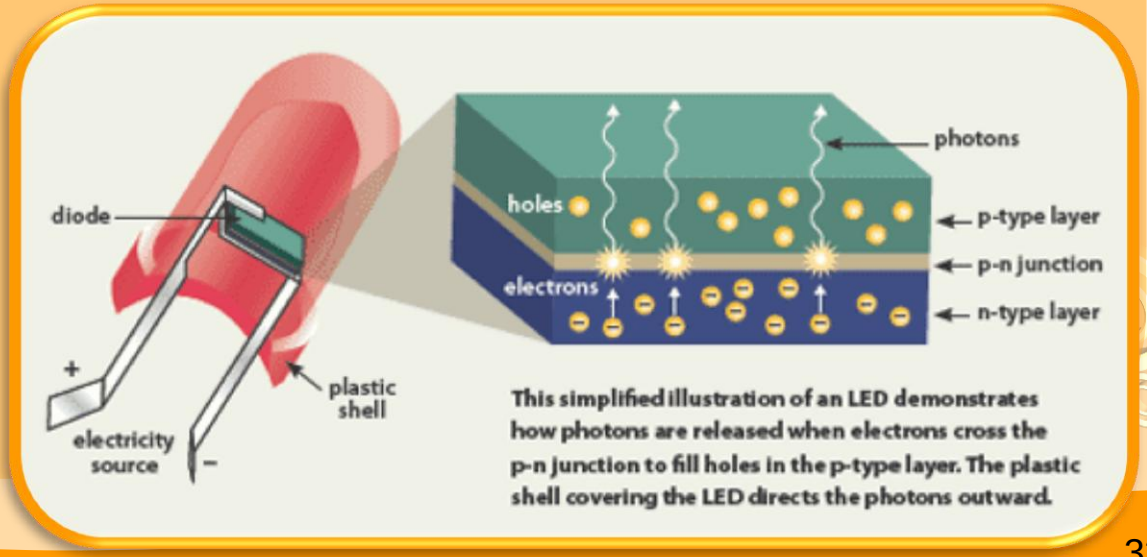
ساختارهای دستگاه

۲) LEDهای لبه گسیل نور را از لبه منطقه ی پیوندگاه گسیل می کنند.

این ساختار اکثراً در لیزرهای دیودی استفاده می شود ، هرچند دیودهای لیزری سطح گسیل SLED استفاده ی فراوانی دارند.

LEDهای سطح گسیل به طور کلی کارآمدتر از LEDهای لبه گسیلند.

البته LEDهای ساختار ناهمگن نیز وجود دارند که کارآمدی فوق العاده ای دارند.



الگوی طیفی نور گسیل شده

الگوی تابشی میدان_دور در LEDهای سطح گسیل مشابه تابش کننده لامبرتیان است.

چگالی طیفی به صورت $\cos\theta$ که θ زاویه تا خط عمود بر سطح تابشی است، تغییر می کند.

چگالی طیفی در $\theta = 60^\circ$ به نصف مقدارش کاهش می یابد.

اغلب لنزهای اپوکسی(نوعی پلاستیک) را جهت کاهش پهنای زاویه ای روی LEDها قرار می دهند.

لنزهای با شکل های متفاوت ، وابستگی زاویه ای الگوی تابشی در مسیرهای مشخص که به صورت شماتیک در شکل زیر آمده است را ، تغییر می دهد.

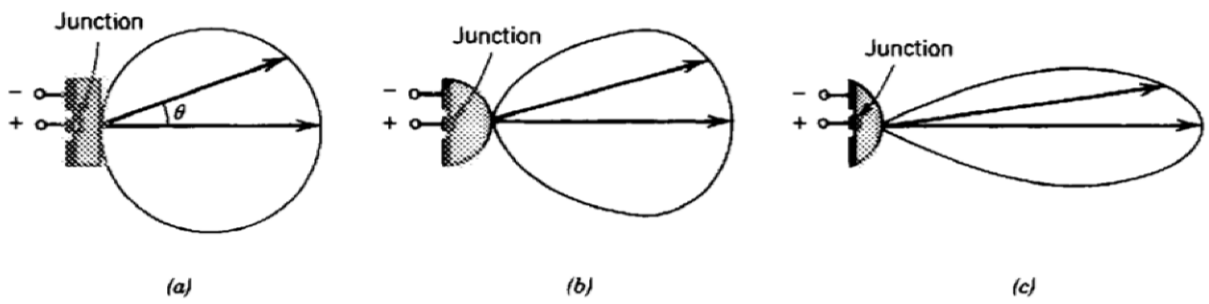


Figure 16.1-12 Radiation patterns of surface-emitting LEDs: (*a*) Lambertian pattern of a surface-emitting LED in the absence of a lens; (*b*) pattern of an LED with a hemispherical lens; (*c*) pattern of an LED with a parabolic lens.

الگوی طیفی نور گسیل شده

تابش گسیل شده از LEDهای لبه گسیل(و دیودهای لیزری) معمولاً الگوی تابشی باریکی دارند.

چگالی طیفی این الگو می تواند اغلب به خوبی با تابع $\cos^s(\theta)$ که $s>1$ است ، شکل گیرد.

برای مثال اگر $s=10$ باشد ، کاهش چگالی به نصف مقدارش در $\theta \approx 21^\circ$ صورت می گیرد.

بخش دوم: تقویت کننده های لیزری نیمه رسانا

قوانینی که برای عملکرد تقویت کننده های لیزری نیمه رسانا پایه ای هستند ، مشابه تقویت کننده های لیزری دیگر هستند:

* تولید جمعیت وارون که گسیل القایی را می دهد ، زیادتر از جذب معمول است.
* جمعیت وارون معمولاً با تزریق جریان الکتریکی در دیود پیوندگاه p-n بدست آید.
* یک ولتاژ بایاس مستقیم موجب می شود که جفت های حامل به درون منطقه ی پیونگاه که مکانی برای بازترکیب جهت تولید گسیل القایی است ، تزریق شوند.

الف) بهره

نور دارای فرکانس ν می تواند با حامل های ماده ی نیمه رسانای دارای انرژی گاف مستقیم E_g از طریق گسیل باند به باند که $\nu > \frac{E_g}{h}$ است ، برهم کنش داشته باشد.

فوتون های برخوردی ممکن است برای تولید جفت های الکترون–حفره جذب شود یا اینکه فوتون های اضافی را توسط گسیل القایی بازترکیب الکترون_حفره تولید کنند.

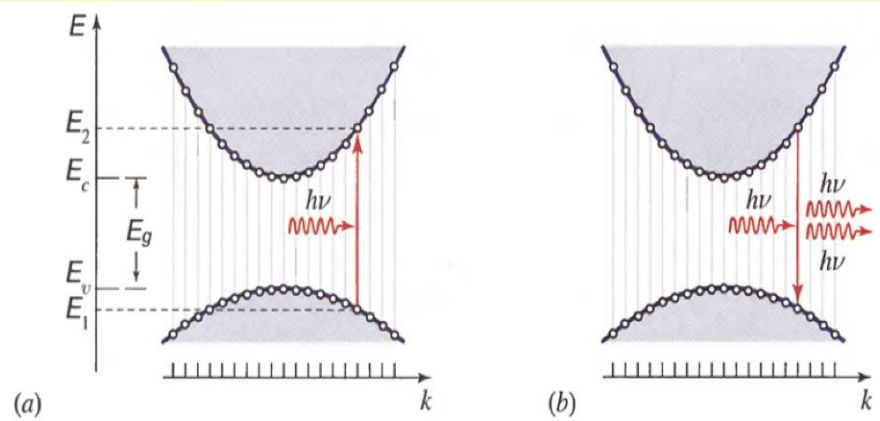


Figure 17.2-1 (a) The absorption of a photon results in the generation of an electron–hole pair. (b) Electron–hole recombination can be induced by a photon; the result is the stimulated emission of an identical photon.

الف) بهره

زمانی که گسیل بیش تر از جذب است بهره ی نور خالص روی می دهد و ماده می تواند به عنوان تقویت کننده نوری هم فاز به کار رود.

آهنگ جذب فوتون $r_{ab}(\nu)$ و آهنگ گسیل القایی $r_{st}(\nu)$ به موارد زیر بستگی دارد:

* شار فوتون Φ_ν
* توان مکانیک کوانتومی گسیل مواد مورد نظر(که به طور ضمنی به مقدار τ_r زمان عمر بازترکیب تابشی الکترون_حفره بستگی دارد)
* چگالی حالت های پیوندگاه نوری $\rho(\nu)$
* احتمال های اشغال برای جذب $f_a(\nu)$ و گسیل $f_e(\nu)$

الف) بهره

چگالی حالت های پیوندگاه نوری $\rho(\nu)$ توسط رابطه های E_k برای الکترون ها و حفره ها و بقای انرژی و تکانه تعیین می گردد.

به کمک تقریب سهمی وار برای رابطه های E_k نزدیک لبه های نوار رسانش و ظرفیت ، انرژی های الکترون و حفره که با فوتون دارای انرژی $h\nu$ برهم کنش دارند ، برابر است با:

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c}(h\nu - E_g) \qquad , \qquad E_1 = E_2 - h\nu$$

که به ترتیب m_c و m_v جرم های موثر برای الکترون ها و حفره ها هستند و $\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}$ این گونه است.

الف) بهره

در نتیجه چگالی حالت های پیوندگاه نوری که با فوتون دارای انرژی برهم کنش دارد ، برابرست با:

$$\rho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2}\left(h\nu - E_g\right)^{1/2} \quad \text{و} \quad h\nu \geq E_g$$

مشهود است که $\rho(\nu)$ با ریشه دوم انرژی فوتون بالای گاف نواری زیادتر می شود.

الف) بهره

احتمال $f_e(\nu)$ و $f_a(\nu)$ با آهنگ پمپاژ از طریق سطوح شبه فرمی E_{fc} و E_{fv} تعیین می گردند.

$f_e(\nu)$ احتمالی است که نوار رسانش دارای حالت انرژی E_2، با یک الکترون پرشده و نوار ظرفیت دارای حالت انرژی E_1، با یک حفره پرشده باشد.

از سویی دیگر $f_a(\nu)$ احتمالی است که نوار رسانش دارای حالت انرژی E_2، خالی از الکترون و نوار ظرفیت دارای انرژی E_1 با یک الکترون پر باشد.

ضریب معکوس فرمی برابر است با:

$$f_g(\nu) = f_e(\nu) - f_a(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1)$$

که میزان جمعیت وارون را نشان می دهد.

الف) بهره

نتیجه بدست آمده در اسلاید قبل را برای ضریب بهره ی خالص $\gamma_0(\nu) = [r_{st}(\nu) - r_{ab}(\nu)]/\Phi_\nu$ می توان به صورت زیر نوشت:

$$\gamma_0(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r}\rho(\nu)f_g(\nu)$$

که قسمت $\rho(\nu)f_g(\nu)$ در تقویت کننده لیزری نیمه رسانا نقش $Ng(\nu)$ را در تقویت کننده های لیزری دیگر، بازی می کند.

$$\gamma(\nu) = \mathrm{N}\sigma(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_s}Ng(\nu)$$

الف) بهره

$f_g(\nu)$ هم بستگی به تابع فرمی برای نوار رسانش دارد:

$$f_c(E) = \frac{1}{[e^{E-E_{fc}/K_BT}]+1}$$

و هم تابع فرمی برای نوار ظرفیت:

$$f_v(E) = \frac{1}{[e^{E-E_{fc}/K_BT}]+1}$$

که هر دو تابعی از دما و سطوح شبه فرمی E_{fc} و E_{fv} هستند.

از آنجا که جمعیت وارون کامل در یک تقویت کننده ی لیزری نیمه رسانا $[f_g(\nu) = 1]$ می تواند بدست آید ،

شبیه سیستم چار ترازی عمل می کند.

پهنای باند تقویت کننده

طبق رابطه ی ضریب معکوس فرمی و ضریب بهره ی نوری خالص ، یک محیط نیمه رسانای شفاف ، زمانی بهره ی نوری خالص در فرکانس ν را می دهد که رابطه $f_c(E_2) > f_v(E_1)$ برقرار باشد .

برعکس تضعیف خالص زمانی روی می دهد که $f_c(E_2) < f_v(E_1)$.

نتیجه:

پس یک ماده نیمه رسانا(خالص یا آلاییده شده) در تعادل گرمایی نمی تواند بهره ی خالص را در هر دمایی فراهم آورد.

این به خاطر یکسان بودن سطوح فرمی نوار رسانش و ظرفیت است ($E_{fc} = E_{fv} = E_f$).

برای جدا کردن طوح فرمی دو نوار برای رسیدن به تقویت ، پمپاژ خارجی نیاز است.

پهنای باند تقویت کننده

وضعیت $f_c(E_2) > f_v(E_1)$ این معنی را می دهد که نیاز است که انرژی فوتون نسبت به جدایی بین سطوح شبه فرمی کوچکتر باشد: $h\nu < E_{fc} - E_{fv}$ (۱)

البته انرژی فوتون می بایست بزرگتر از انرژی گاف نواری باشد ، تا تقویت لیزر از طریق گسیل باند به باند صورت گیرد: $h\nu > E_g$ (۲)

بنابراین اگر آهنگ پمپاژ به اندازه ی کافی بزرگ باشد تا جدایی بین سطوح فرمی زیادتر از انرژی گاف نواری E_g گردد ، محیط می تواند به عنوان تقویت کننده برای فرکانس های اپتیکی در نوار زیر عمل کند:

پهنای باند تقویت کننده $\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{E_g - E_{fv}}{h}$ $\Rightarrow$ (۲) و (۱)

پهنای باند تقویت کننده

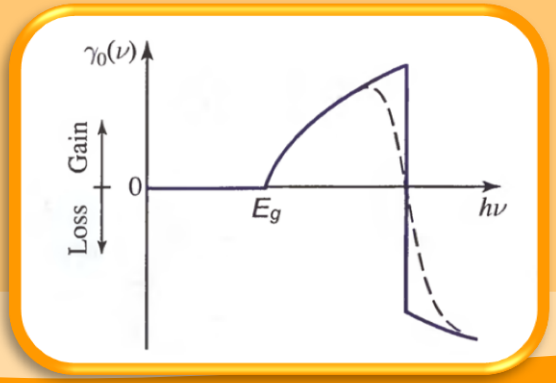
پهنای باند تقویت کننده $\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{E_g - E_{f\nu}}{h}$

برای $h\nu < E_g$ محیط شفاف است ، در حالی که برای $h\nu > E_{fc} - E_{f\nu}$ به جای تقویت ، تضعیف داریم.

رابطه بالا نشان می دهد که پهنای باند تقویت کننده لیزری نیمه رسانا با $E_{fc} - E_{f\nu}$ و بنابراین با تراز پمپاژ زیادتر می شود.

از این لحاظ با تقویت کننده های لیزری اتمی که پهنای باند اشباع مستقل از تراز پمپاژ دارند ، متفاوت است.

(مربوط به فصل۱۳)



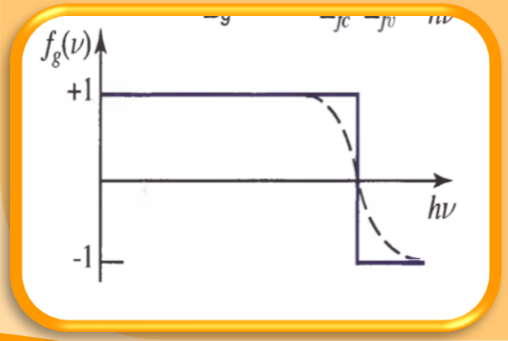
پهنای باند تقویت کننده

اگر تحریک گرمایی قابل چشم پوشی باشد ، یعنی $T=0\,K$ ، محاسبه ویژگی های بهره به طور قابل توجهی ساده می شود.

توابع فرمی به راحتی در شرایط $E_2 < E_{fc}$ می شود: $f_c(E_2) = 1$ و در غیر این صورت صفر است.

در حالت $E_1 < E_{fv}$ هم $f_v(E_1) = 1$ است وگرنه صفر می شود.

در این مورد ضریب وارونی فرمی برابر است با:



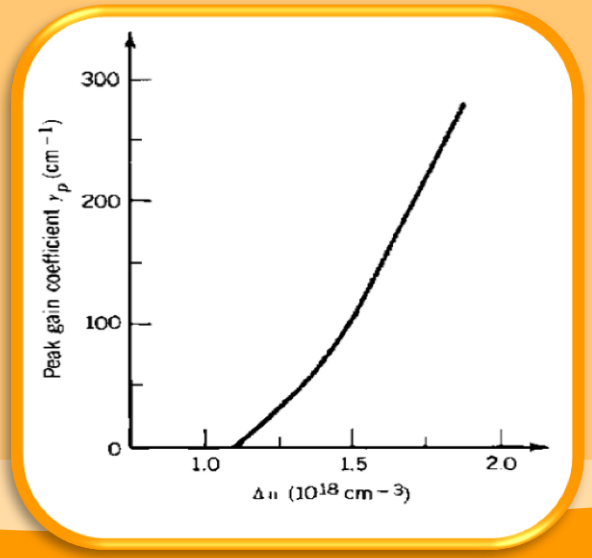
$$f_g(\nu) = \begin{cases} +1 & h\nu < E_{fc} - E_{fv} \\ -1 & otherwise \end{cases}$$

بستگی ضریب بهره به تراز پمپاژ

با توجه به فرمول زیر زمانی که ترازهای فرمی مشخص گردد، محاسبه ضریب بهره می تواند پی گیری گردد.

$$\gamma_0(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r}\rho(\nu)f_g(\nu)$$

از آنجا که $\gamma_0(\nu)$ به Δn ارتباط دارد، درنتیجه به R بستگی دارد.($\Delta n = R\tau$)



ضریب بهره پیک تقریبی

همانگونه که در شکل زیر نشان داده شده ، زمانی که γ_p بزرگ باشد ، بستگی تقریبی پیک ضریب بهره می تواند با معادله خطی زیر مدوله شود:

پیک ضریب بهره

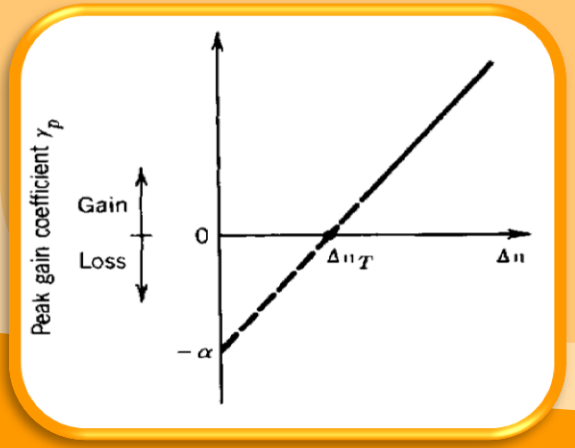
$$\gamma_p \approx \alpha\left(\frac{\Delta n}{\Delta n_T} - 1\right)$$

تجمع حامل ها در زمانی که محیط شفاف است

پارامترهای α و Δn_T شرایط زیر برآورده می کنند:

* زمانی که $\Delta n = 0\ , \gamma_p = -\alpha$ باشد ، که α نشان دهنده ی ضریب جذب نیمه رسانا در غیاب جریان تزریقی است.

* زمانی که $\Delta n = \ \Delta n_T\ ,\ \gamma_p = 0$ باشد ، که Δn_T ضریب حامل تزریقی در زمانی که گسیل و جذب در توازن است ، می باشد ، پس محیط شفاف است.



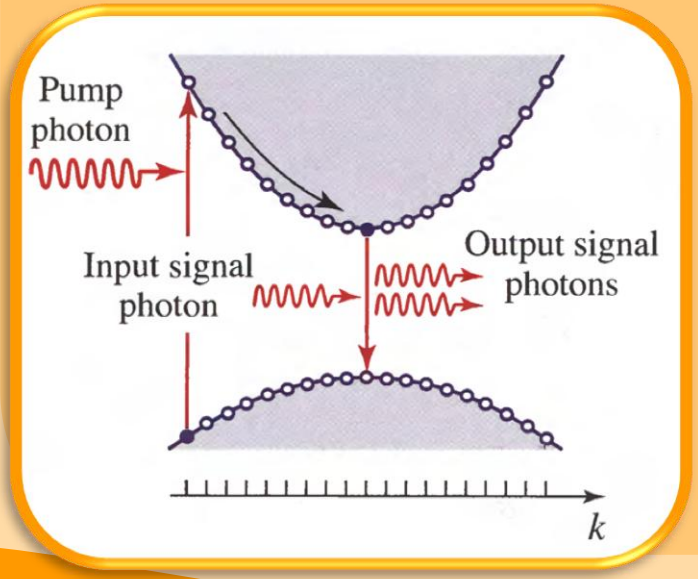
پمپاژ نوری

طبق شکل **پمپاژ نوری** می تواند از طریق نور خارجی بدست آید. انرژی فوتون ها می بایست به اندازه ی کافی بزرگ باشد **(بزرگتراز انرژی گاف نواری)**.

فوتون های پمپاژی که توسط نیمه رسانا جذب می شوند ، منجر به **تولید جفت های حامل** می گردند.

الکترون ها و حفره های تولیدی به ترتیب به پایین نوار رسانش و به بالای نوار ظرفیت گذار می کند.

اگر **زمان واهلش اینتراباند** کوچکتر از **زمان واهلش اینترباند** باشد ، معمولاً در این مورد یک وارونی جمعیت حالت پایا میان نوارها ، ممکن است پدید آید.



اینترباند: نوارهای رسانش و ظرفیت

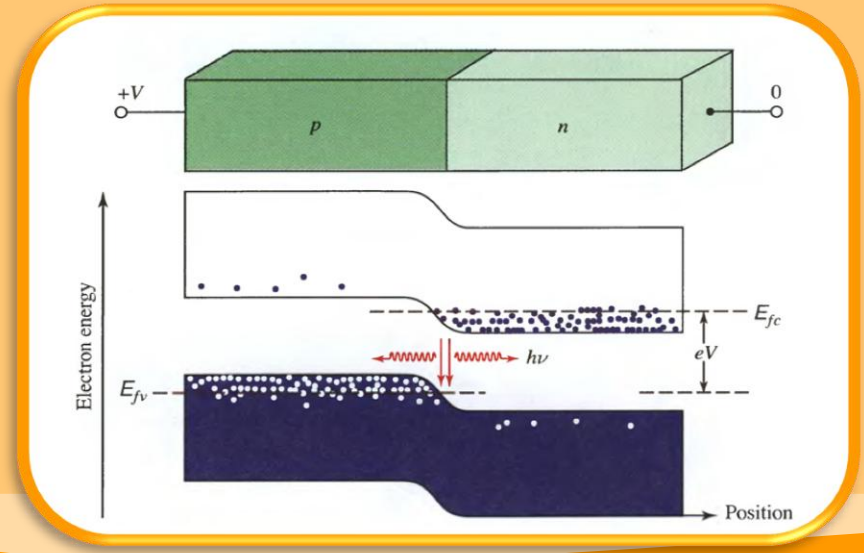
اینتراباند: ترازهای درون نوار رسانش و ظرفیت(زیرنوارها)

پمپاژ الکتریکی

یک طرح کاربردی تر برای پمپاژ نیمه رسانا توسط تزریق الکترون_حفره در پیوندگاه p-n یک دیود با ناخالصی بالا است.

وقتی که بایاس مستقیم به پیوندگاه اعمال گردد ، تعداد کمی از حامل ها به درون منطقه ی پیوندگاه تزریق می شوند (الکترون ها به درون منطقه ی p و حفره ها به درون منطقه ی n).

شکل زیر طرح باند انرژی یک پیوندگاه p-n بایاس مستقیم شده را نشان می دهد.

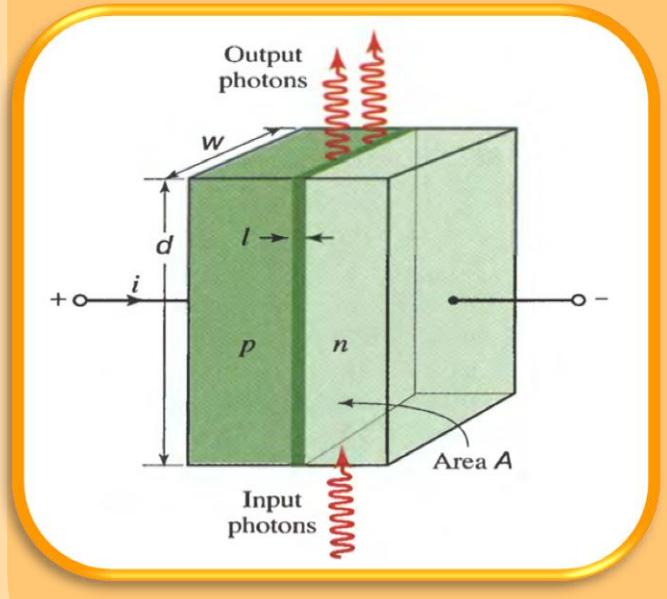


پمپاژ الکتریکی

اگر یک جریان الکتریکی i در یک منطقه با سطح مقطع $A=wd$ و حجم lA تزریق گردد که w پهنا و d ارتفاع دستگاه است. همانطور که در شکل زیر نشان داده شده ، آهنگ تزریق حامل در حالت پایا بر ثانیه بر واحد حجم

$$R = i/elA = J/el$$

است که $J = i/A$ چگالی جریان تزریقی است.



در نتیجه تجمع حامل های تزریقی برابرست با:

$$\Delta n = \tau R = \frac{\tau}{elA} i = \frac{\tau}{el} J$$

می بینیم که با کم کردن ضخامت منطقه پیوندگاه می توان به تجمع حامل های زیادتری رسید.

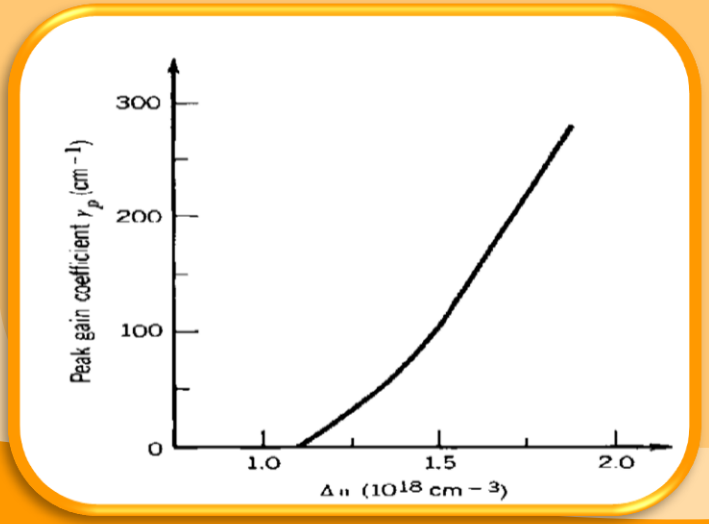
پمپاژ الکتریکی

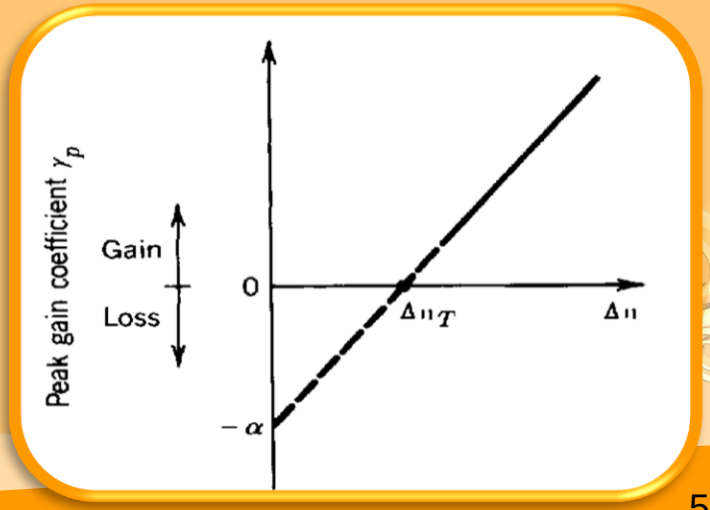
$$\Delta n = \tau R = \frac{\tau}{elA} i = \frac{\tau}{el} J$$

تجمع حامل تزریقی به طور مستقیم با چگالی جریان تزریقی متناسب است و نتیجه آن در شکل های زیر آمده که برحسب Δn که خود برحسب J است .

به طور خاص از رابطه ی ضریب بهره ی پیک دارای تقریب خطی و تجمع حامل های تزریقی ، ضریب بهره ی پیک به صورت خطی با چگالی تززریقی J ارتباط دارد:

$$\gamma_p \approx \alpha\left(\frac{J}{J_T} - 1\right)$$





برانگیختگی برای ساختارهای ناهمگن

اگر **ضخامت منطقه فعال** بتواند از $2\ \mu m$ به $0.1\ \mu m$ **کاهش یابد**، **چگالی جریان** با مضرب ۲۰ تا مقدار قابل قبول تر $1600\ A/cm^2$ کاهش می یابد.

پس کم کردن ضخامت منطقه ی فعال مشکلی را به وجود آورد، اما با این وجود طول پراکندگی و پخش الکترون ها و حفره ها در $InGaAsP$ مقادیر مختلف μm است که حامل ها تمایل به پخش شدن در این منطقه ی کوچک را دارند.

سوال: آیا روشی وجود دارد که حامل ها بتوانند در یک منطقه ی فعال که ضخامتش کوچکتر از طول پراکندگی و پخششان است، محبوس شوند؟

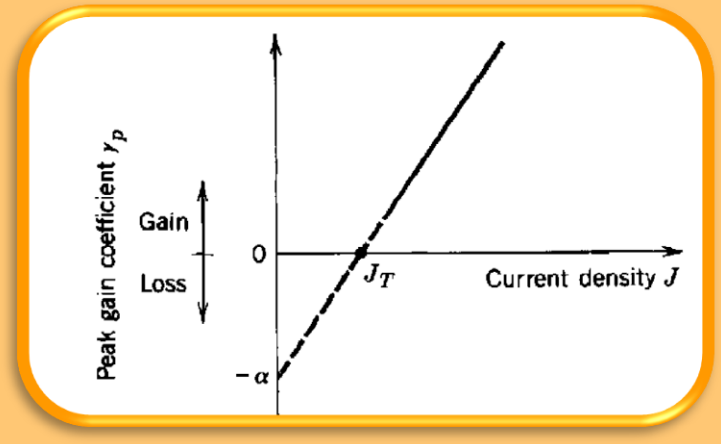
جواب **مثبت** است، با استفاده از **دستگاه ساختار ناهمگن**. این دستگاه ها محدودیت پرتو نور را به یک منطقه فعال کوچکتر از طول موج نور را امکان پذیر می کنند که مزایای فراوان بیشتری دارد.

پمپاژ الکتریکی

چگالی جریان محیط شفاف J_T توسط رابطه زیر بدست می آید:

$$J_T = \frac{el}{\eta_i \tau_r} \Delta n_T$$

که $\eta_i = \tau/\tau_r$ دوباره بازده کوانتومی داخلی را بیان می کند.



در نظر داشته باشید که J_T به طور مستقیم با ضخامت پیوندگاه l رابطه دارد، پس یک چگالی جریان شفافیت پایین تر با استفاده از یک ضخامت منطقه ی فعال باریک تر بدست می آید. این مطلب مهمی است که در طراحی تقویت کننده نیمه رسانا (و لیزر) در نظر گرفته می شود.

ج) ساختارهای ناهمگن

از رابطه داشتیم:

$$\Delta n = \tau R = \frac{\tau}{elA} i = \frac{\tau}{el} J$$

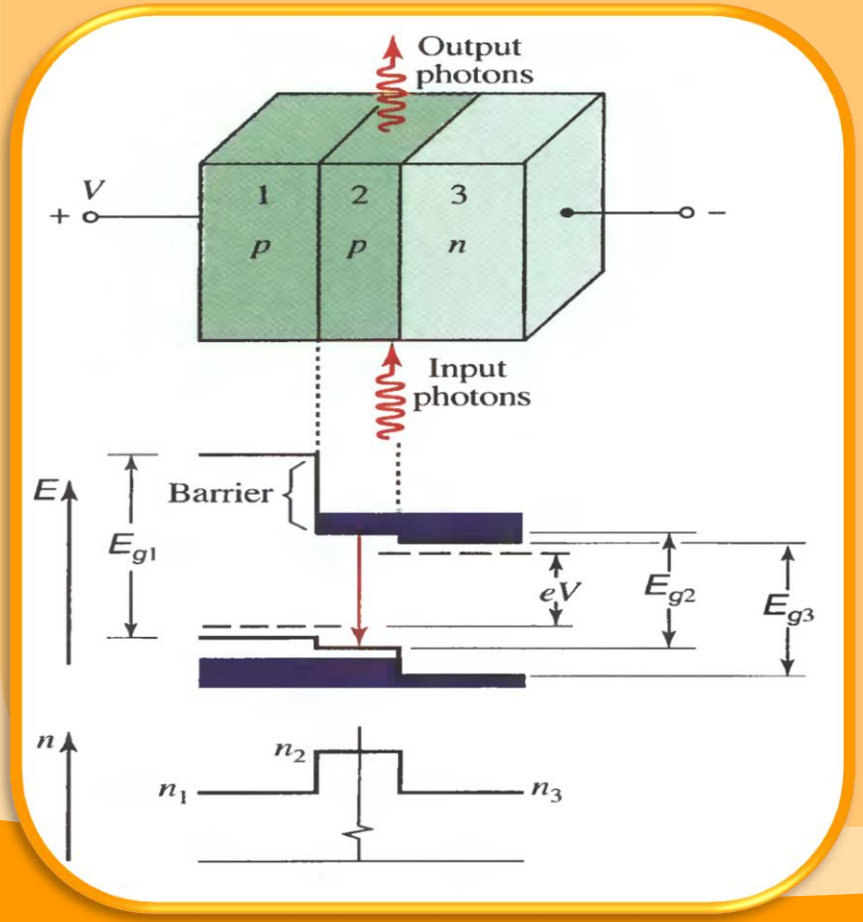
پی می بریم که ضریب بهره ی پیک تقویت کننده ی لیزر دیودی γ_P به طور معکوس با ضخامت ماده فعال l تغییر می کند که این مزیتی است که بکارگیری ضخامت باریک را ممکن می سازد.

مفهوم ساختار ناهمگن دوتایی تشکیل دیوار پتانسیل بر روی دو طرف پیوند p-n است که برای بدست آوردن یک چاه پتانسیل، مسافت را محدود به مقادیر اندک حامل هایی که پخش می شوند می کند.

دیواره های پیوندگاه یعنی منطقه ی فضایی که در آن حامل ها محبوسند. پس ضخامت مناطق فعال l به کوچکی $0.1\ \mu m$ می تواند بدست آید(حتی مناطق محبوس کوچکتر حدود $0.01\ \mu m$ می تواند با لیزرهای مناسب کوانتومی بدست آید)

ج) ساختارهای ناهمگن

طرح ساختار همگن دوتایی برای ۳ لایه ی مختلف مواد بلوری به صورت زیر نامیده می شود:



لایه ی ۱: نوع p، گاف انرژی E_{g1}، ضریب بازتاب n_1

لایه ی ۲: نوع p، گاف انرژی E_{g2}، ضریب بازتاب n_2

لایه ی ۳: نوع n، گاف انرژی E_{g3}، ضریب بازتاب n_3

می بینیم که ضریب شکست لایه ی فعال کمی بزرگتر از از لایه های اطرافش است ، پس ساختار به عنوان یک موجبر نوری عمل می کند.

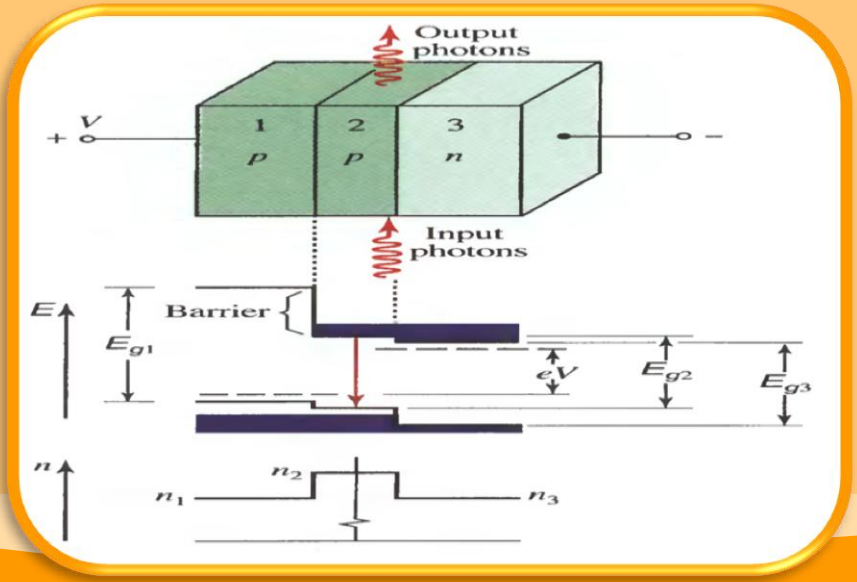
ج) ساختارهای ناهمگن

مواد می بایست به صورتی انتخاب می شوند که E_{g1} و E_{g3} بزرگتر از E_{g2} باشد تا محبوس شدن حامل روی دهد.

درحالی که n_2 بزرگتر از n_1 و n_3 است تا محبوس شدن نور بدست آید.

لایه ی فعال(لایه ۲) کاملاً باریک ساخته می شود($0.1\ \mu m$ تا $0.2\ \mu m$) تا چگالی جریان شفافیت محیط J_T کمینه گردد و ضریب بهره ی پیک γ_P بیشینه شود.

گسیل القایی در منطقه ی پیوندگاه p-n میان لایه های ۲ و ۳ روی می دهد.



ج) ساختارهای ناهمگن

به طور خلاصه طرح ساختار همگن دوتایی مزیت های زیر را دارد:

* به دلیل **کاهش لایه فعال** ، **بهره** تقویت برای چگالی جریان تزریقی داده شده ، **افزایش** می یابد.
مقادیر اندک حامل های تزریقی محبوس می شوند و لایه فعال میان دو دیواره ی ساختار ناهمگن از پخش به لایه های اطراف جلوگیری می کند.

* بهره به سبب محبوس شدن نور درون لایه فعال افزایش می یابد که موجب **افزایش ضریب بازتاب** می گردد.
ماده ی فعال نقش هدایت کننده ی نوری دارد.

* **اتلاف** به دلیل ناتوانی لایه های ۱ و ۳ به جذب فوتون های هدایت شده ، **کاهش** می یابد ، زیرا گاف های نواری E_{g1} و E_{g3} بزرگتر از انرژی فوتون اند. $(h\nu = E_{g2} < E_{g1}\ ,\ E_{g3})$

بخش سوم: لیزر های تزریقی نیمه رسانا
الف) تقویت ، بازخورد ، نوسان

یک لیزر نیمه رسانا ، یک تقویت کننده ی لیزری نیمه رساناست که روشی برای بازخورد نوری ارائه می کند.

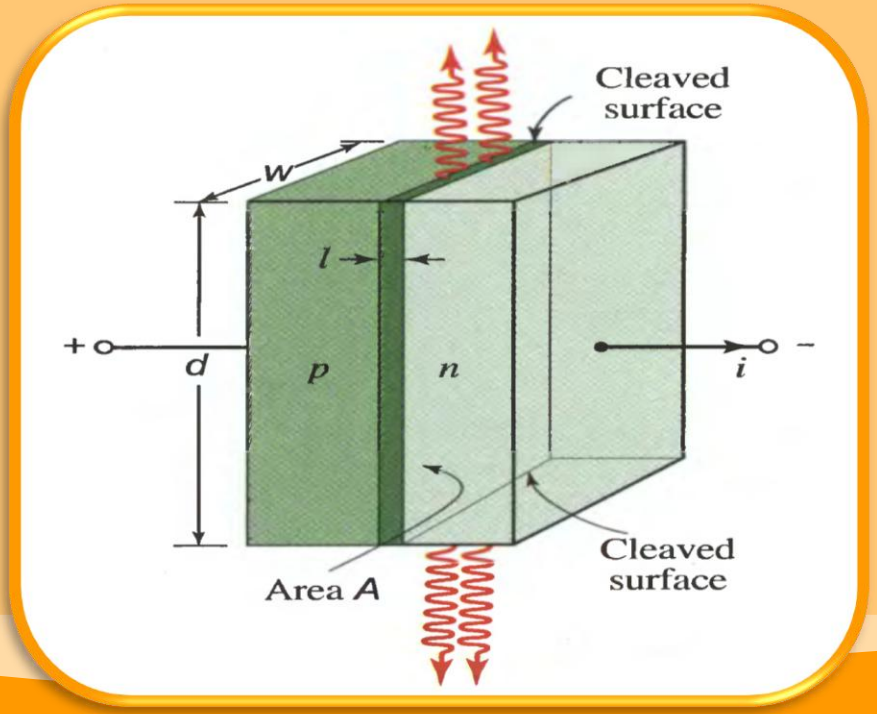
بازخورد نوری توسط آینه ها به وجود می آید که معمولاً با شکافتن ماده ی نیمه رسانا در راستای صفحه ی بلوری بدست می آید. تفاوت آشکار ضریب بازتاب بین بلور و فضای اطراف باعث می شود که سطوح جداشده به عنوان بازتاب کننده عمل کنند.

بنابراین بلور نیمه رسانا هم به عنوان یک محیط بهره و هم به عنوان مشدد اپتیکی عمل می کند.

الف) تقویت ، بازخورد ، نوسان

شکل زیر نشان می دهد که ضریب بهره به اندازه ای بزرگ است که بازخورد تبدیل به تقویت کننده ی نوری درون یک نوسانگر نوری(یک لیزر) می شود.

این دستگاه یک لیزر تزریقی نیمه رسانا یا یک دیود لیزری نامیده می شود.



الف) تقویت ، بازخورد ، نوسان

دیود لیزری LD شبیه دیود نورگسیل LED است.

در هر دو دستگاه ، منبع انرژی یک جریان تزریقی الکتریکی به درون یک پیوندگاه p-n است.

به هرحال نور گسیل شده از یک LED توسط گسیل خور به خود است درحالی که نور LD از گسیل القایی است.

در مقایسه با دیگر انواع لیزرها ، لیزرهای تزریقی مزایای فراوانی دارند: اندازه ی کوچک ، بازده بالا ، سازگاری با سازه های الکتریکی و راحتی پمپاژ و مدوله کردن با تزریق حامل. با این وجود پهنای خط طیفی لیزرهای نیمه رسانا معمولاً بزرگتر از سایر لیزرهاست.

ما بحث را از مطالعه ی حالت های مورد نیاز نوسان لیزر و ویژگی های نور گسیل شده با خلاصه ای از نتایج اساسی آغاز می کنیم که توصیفی از تقویت کننده ی لیزری نیمه رسانا و مشددهای اپتیکی ارائه می دهد.

بازخورد(فیدبک)

معمولاً بازخورد با شکافت صفحات بلوری ، عمود بر صفحات پیوندگاه یا با جلا دادن و صیقلی کردن سطوح موازی بلور بدست می آید.

همچنین منطقه ی فعال پیوند p-n به عنوان یک مشدد نوری آینه تخت با طول d و سطح مقطع عبوری lw کار می کند.

مواد نیمه رسانا معمولاً نمایانگر بازتاب زیادند ، پس توان بازتاب در مرز نیمه رسانا_هوا برابرست با:

توان بازتاب $R = (\frac{n-1}{n+1})^2$

پس اگر بهره ی محیط شفاف به اندازه ی کافی بزرگ باشد ، ضریب شکست بریدگی خودش می تواند به عنوان سطح بازتاب مناسب عمل کند و دیگر به آینه های خارجی نیازی نیست.

برای مثال برای GaAs که n=3.6 است ، داریم R=0.32

اتلاف های مشدد

منشا اصلی اتلاف مشدد از **انعکاس جزئی** در سطوح بلور ناشی می شود. این اتلاف نور لیزری مفید گسیل شده را تشکیل می دهد. برای مشددی به طول d ضریب اتلاف بازتابی برابر است با :

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{1}{2d} ln(\frac{1}{R_1 R_2})$$

اگر دو سطح بازتاب یکسانی داشته باشند $R_1 = R_2 = R$ سپس:

$$\alpha_m = \frac{1}{d} ln(\frac{1}{R})$$

ضریب اتلاف کل برابرست با:

$$\alpha_r = \alpha_s + \alpha_m$$

که α_s **دیگر منشاهای اتلاف** را بیان می کند که شامل جذب حامل آزاد در ماده نیمه رسانا و پراکندگی از ناهمگن های نوری است. α_s با افزایش تجمع ناخالصی ها و عیوب سطحی در ساختار ناهمگن ، افزایش یابد. این می تواند مقادیری در محدوده ی ۱۰ تا $100\ cm^{-1}$ بدست آید.

اتلاف های مشدد

البته $\alpha-$ در رابطه ی ضریب بهره ، متناظر با جذب در ماده است. همچنین به طور قابل توجهی به اتلاف ها کمک می کند.

این کمک ، پیک ضریب بهره خالص γ_p را توسط رابطه $\gamma_p \approx \alpha(\frac{J}{J_T} - 1)$ توجیه می کند.

از عبارتی که برای γ_p داده شد ، مشهود است که γ_p متناسب است با:

$$f_g(\nu) = f_e(\nu) - f_a(\nu)$$

اتلاف های مشدد

کمک مهم دیگری برای اتلاف ، از **جدایی انرژی نوری بیرون لایه ی فعال** تقویت کننده (در جهت عمود بر صفحه پیوندگاه) منجر می شود که اگر ضخامت لایه فعال را کوچک باشد ، می تواند مضر باشد.

پس نور از میان یک **لایه ی تقویت کننده ی نازک**(منطقه ی فعال)که با یک محیط تضعیف احاطه شده **پخش** می گردد.

بنابراین **اتلاف های بزرگ** محتمل اند. این مشکل می تواند با **بکارگیری ساختار دوتایی کاهش** یابد که لایه میانی اش از یک ماده ی دارای ضریب بازتاب بالا که به عنوان یک موجبر که انرژی نور را محبوس می کند ، ساخته شده است.

اتلاف های مشدد

اتلاف های ناشی از جدایی نوری می توانند از نظر پدیده شناسی با تعریف یک ضریب حبس شدگی Γ توجیه شوند.

جدایی انرژی نوری کشیده شده به درون منطقه فعال در شکل زیر بیان می شود.

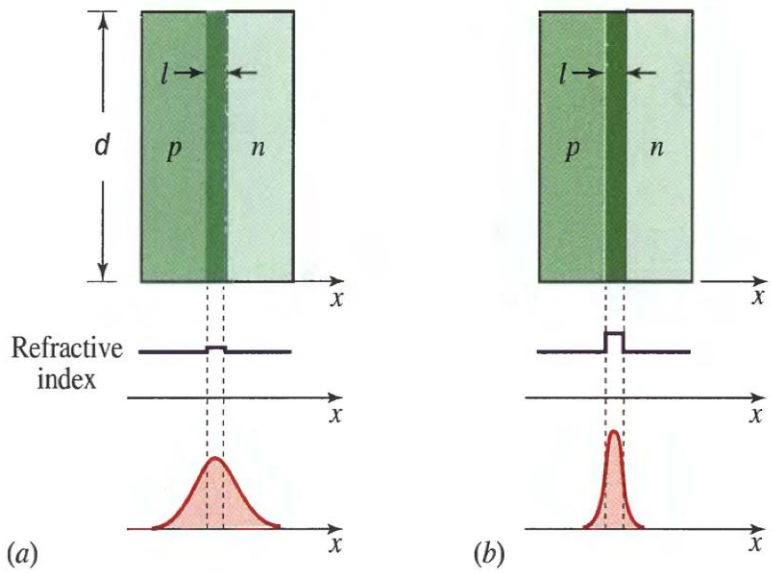


Figure 17.3-2 Spatial spread of the laser light in the direction perpendicular to the plane of th
ction for: (a) homostructure, and (b) heterostructure lasers.

اتلاف های مشدد

اساساً سه نوع ساختار دیود لیزری وجود دارد که مبتنی بر سازوکار استفاده شده برای حبس حامل ها با نور در مسیر جانبی (مثلاً در صفحه پیوندگاه) است :

۱ _ منطقه گسترده (که در آن هیچ سازوکاری برای حبس جانبی وجود ندارد.)

۲ _ هدایت کننده ی بهره (که در آن از تغییرات بهره برای حبس شدگی استفاده می شود.)

۳ _ هدایت کننده ضریب (که در آن تغییرات ضریب انعکاس جانبی برای حبس شدگی وجود دارد.)

لیزرهای هدایت کننده ی ضریب معمولاً ترجیح داده می شوند زیرا ویژگی های بهتری دارند.

اتلاف های مشدد

فرض می شود که انرژی **بیرون منطقه فعال** کاملاً تلف می شود، بنابراین Γ عاملی است که ضریب **بهره را کاهش** می دهد یا به عبارت دیگر عاملی است که ضریب **اتلاف را افزایش** می دهد.

بنابراین رابطه **ضریب اتلاف کل** باید برای نشان دادن این افزایش به صورت زیر تغییر کند:

$$\alpha_r = \frac{1}{\Gamma}(\alpha_s + \alpha_m)$$

سایر اتلاف ها

اتلاف آینه ها

حالت بهره: آستانه ی لیزر

در حالت نوسان لیزر ، بهره بیش از اتلاف است $\gamma_P > \alpha_r$ که ضریب بهره آستانه α_r است.

با گذاشتن $\gamma_P = \alpha_r$ و $J = J_t$ در رابطه هایی که به صورت زیر داشتیم:

$$\gamma_p \approx \alpha(\frac{J}{J_T} - 1)$$

تناظری را برای یک چگالی جریان تزریقی آستانه J_t می دهد.

چگالی جریان آستانه $J_t = \frac{\alpha_r + \alpha}{\alpha} J_T$

وقتی که $\alpha \gg \alpha_r$ است ، چگالی جریان آستانه حدود یک می شود.

اگر جریان $i = JA$ و $A = wd$ مساحت عبوری از منطقه فعال باشد، آنگاه

$i_T = J_T A$ و $i_t = J_t A$

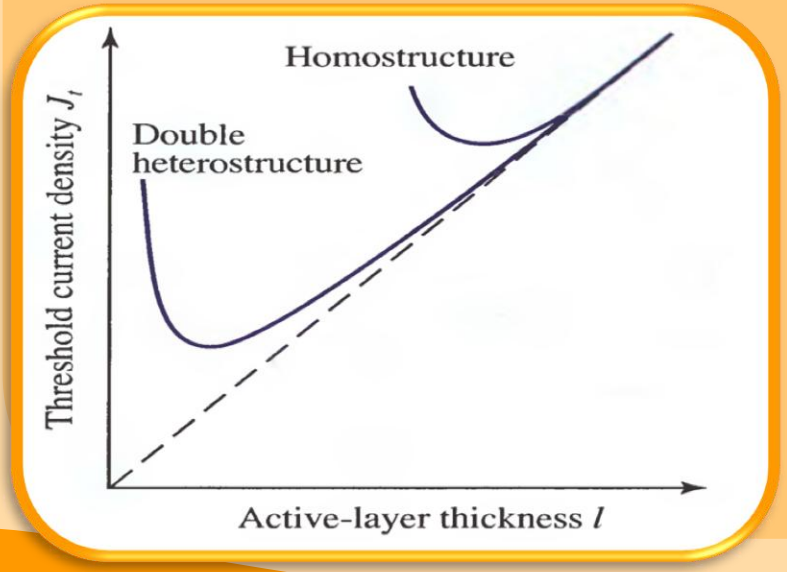
به ترتیب متناظر با جریان های مورد نیاز برای رسیدن به شفافیت محیط و آستانه نوسان لیزر هستند.

حالت بهره: آستانه ی لیزر

در لیزرهای ساختارناهمگن دوتایی برای مقادیر کم l ضریب حبس شدگی نزدیک واحد باقی می ماند ، زیرا لایه فعال به عنوان یک موجبر نوری رفتار می کند و طبق شکل ، نتیجه یک مقدار مینیمم پایین تری از J_t است و بنابراین کارکرد بهتر می شود.

به دلیل اینکه پارامتر Δn_T و α بستگی شدیدی به دما دارند ، بنابراین چگالی جریان آستانه J_t و فرکانس در آنجایی که پیک بهره اتفاق می افتد ، انجام می شود.

در واقع تنظیم فرکانس اغلب با تغییر سنجیده دمای کار انجام می گیرد.



ب) توان

شار فوتونی داخلی

شارفوتونی داخلی حالت پایا Φ متناسب با اختلاف بین آهنگ پمپاژ R و آهنگ پمپاژ آستانه R_t است.

با توجه به این که

$$R_t \propto i_t \text{ و } R \propto i$$

است ، Φ را می توان به صورت زیر نوشت:

شار فوتونی داخلی لیزر حالت پایا $\Phi = \begin{cases} \eta_i \frac{i-i_t}{e} & i > i_t \\ 0 & i \leq i_t \end{cases}$

بنابراین شار فوتون داخلی لیزر حالت پایا (تولید فوتون بر ثانیه در منطقه فعال) برابر شار الکترونی است (تعداد الکترون های تزریقی بر ثانیه) که بیش تر از حالت مورد نیاز برای آستانه ، ضربدر بازده کوانتومی داخلی η_i است.

شار فوتونی داخلی

توان داخلی لیزر بالای آستانه به سادگی با شار فوتونی داخلی با رابطه

$$P = h\nu\Phi$$

ارتباط دارد.

پس داریم:

$$P = \eta_i(i - i_t)\frac{1.24}{\lambda_0}$$ **توان داخلی لیزر**

که λ_0 برحسب میکرومتر و i بر حسب آمپر و P برحسب وات است.

شار فوتونی خارجی و بازده

روشن است که نسبت بین شار فوتونی خروجی لیزر و شار الکترونی تزریق شده ی بالای آستانه تابعی از **بازده کوانتوم دیفرانسیلی خارجی** است:

$$\eta_d = \eta_e \eta_i$$

که η_d نسبت تغییر شار فوتونی خارجی مورد نظر به شار الکترونی تزریقی بالای آستانه است.

$$\eta_d = \frac{d\Phi_0}{d(i/e)}$$

توان خروجی بالای آستانه ی لیزر، به صورت زیر هم نوشته می شود:

$$P_0 = \eta_d (i - i_t) \frac{1.24}{\lambda_0}$$

که λ_0 برحسب میکرومتر است.

شار فوتونی خارجی و بازده

شار فوتونی خارجی لیزر Φ_0 از شار فوتونی داخلی Φ و بازده گسیل η_e تولید می شود:

$$\Phi_0 = \eta_e \eta_i \frac{i - i_t}{e}$$

بازده گسیل نسبت اتلاف مربوط به نور مفید گسیل شده در میان آینه ها به اتلاف کل مشدد α_r است.

پس اگر نور گسیل شده از میان آینه ۱ بکارگیری شود ، داریم: $\eta_e = \alpha_{m1}/\alpha_r$

از سویی دیگر اگر نور گسیل شده از دو آینه بکار رود داریم: $\eta_e = \alpha_m/\alpha_r$

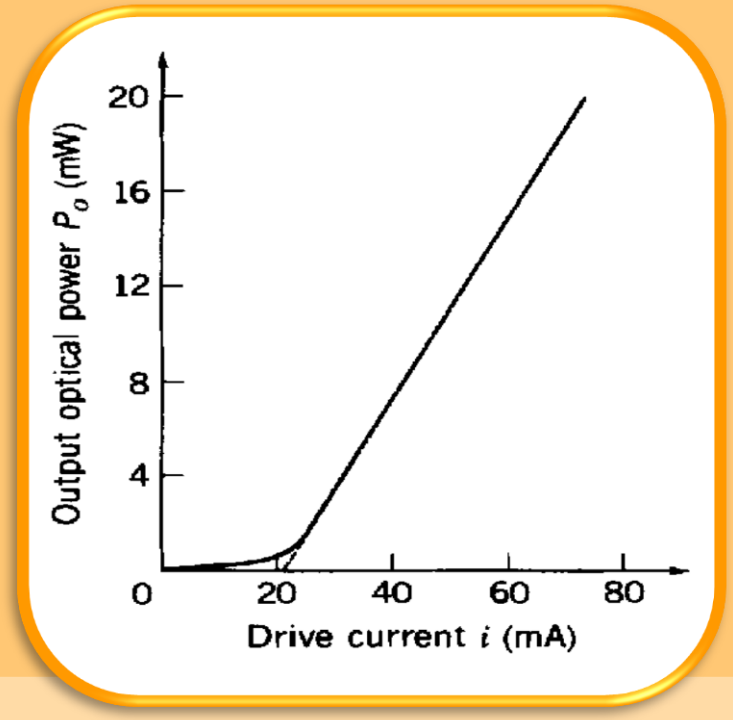
در مورد دوم اگر هر دو آینه ها بازتاب مشابهی داشته باشند رابطه ی زیر بدست می آید:

$$\eta_e = \frac{1}{d\alpha_r} ln(\frac{1}{R})$$

شار فوتونی خارجی و بازده

شکل نشان می دهد که توان نوری گسیل شده به طور خطی با جریان رانده شده زیاد می شود ، نشان می دهد.

منحنی خط راست برای لیزر ایده آل و منحنی پیوسته برای لیزر واقعی است.



منحنی نور_جریان

شار فوتونی خارجی و بازده

با مشتق گیری از رابطه توان خروجی لیزر ، شیب نمودار نور_جریان بالای آستانه به دست می آید:

$$P_0 = \eta_d (i - i_t)\frac{1.24}{\lambda_0} \qquad \rightarrow \qquad \mathcal{R}_d = \frac{dP_0}{di} = \eta_d \frac{1.24}{\lambda_0}$$

پس پاسخگویی دیفرانسیلی $\mathcal{R}_d$ لیزر برحسب W/A نسبت تغییر توان نوری به تغییر جریان الکتریکی بالای آستانه را نشان می دهد.

شار فوتونی خارجی و بازده

بازده کلی η (بازده تبدیل توان) نسبت توان نور گسیل شده ی لیزر به توان ورودی الکتریکی iV تعریف می شود که V ولتاژ بایاس مستقیم اعمال شده بر دیود می باشد.

از آنجایی که

$$\eta = \eta_d (i - i_t) \frac{h\nu}{e}$$

پس داریم:

$$\eta = \eta_d \left(1 - \frac{i_t}{i}\right) \frac{h\nu}{eV} \qquad \text{بازده کل}$$

برای کارکرد بالای آستانه که $i \gg i_t$ و حالت $eV \approx h\nu$ معمولاً $\eta \approx \eta_d$ حاصل می شود.

توان الکتریکی که به نور تبدیل نمی گردد ، به گرما تبدیل می شود. به دلیل اینکه دیودها در واقع مقادیر زیادی تولید گرما دارند در حقیقت آنها را معمولاً روی سینک گرمایی سوار می کنند تا به دفع گرما و پایداری دما کمک شود.

خلاصه

۴ بازده برای لیزرهای تزریقی نیمه رسانا وجود دارد:

۱– بازده کوانتومی داخلی $\eta_i = t_r/t = \tau/\tau_r$ که در واقع نشان می دهد که تنها بخشی از بازترکیب های الکترون_حفره ، ذاتاً تابش دارد.

۲– بازده گسیل η_d که نشان می دهد که فقط بخشی از اتلاف نوری کاواک ، مفید است.

۳– بازده کوانتوم دیفرانسیلی خارجی $\eta_d = \eta_e \eta_i$ توصیفی از هر دو این اثرها دارد

۴– بازده تبدیل توان η که بازده کل است.

از پاسخگویی دیفرانسیلی $\mathcal{R}_d$ که برحسب W/A است به عنوان مقیاسی از عملکرد وکارایی دستگاه استفاده می شود.

مقایسه ی کارکرد دیود لیزری و LED

گسیل القایی در دستگاهی که بالای آستانه قرار دارد ، موجب می شود که پرتوهای نور لیزر به طور عمود نسبت به سطوح ماده ای که اتلاف کمینه دارند ، حرکت کنند و سه مزیت دارد:

۱ _یک بهره ی خالص به جای جذب

۲ _جلوگیری از گیر افتادن پرتوهای نور عمودی به سبب تماس با سطوح داخلی ماده (و بنابراین در یک زاویه ی کمتر از زاویه ی بحرانی)

۳ _شانس زیاد پرتوها برای خارج شدن به عنوان نور مفید از سطحی که با آلیاژهای فولاد متعدد در اطراف کاواک بکار می رود.

از سویی دیگر نور LED جذب شده و گیر می افتد و تنها یک شانس برای فرار دارد ، اگر موفق نشود ، تلف می گردد.

مقایسه ی کارکرد دیود لیزری و LED

دیودهای لیزری نور را حتی زیر آستانه هم تولید می کنند در این حالت نور گسیل شده خود به خودی است.

دیود لیزری نیمه رسانا وقتی که زیر آستانه کار می کند به عنوان یک LED لبه گسیل عمل می کند.

در واقع اکثر LEDها دستگاه های ساختار ناهمگن دوتایی لبه گسیل اند.

در دیود های لیزری با تزریق زیاد ، گسیل القایی بیش از گسیل خود به خودی است ولی بازخورد کوچک است پس آستانه ی لیزر بالاست و LEDهای فوق لومینسانس نامیده می شوند.

ج) توزیع طیفی

توزیع طیفی نور تولید شده با ۳ عامل تعیین می گردد:

۱_پهنای طیفی B (که ضریب بهره ی سیگنال کوچک محیط فعال $\gamma_0(\nu)$ بزرگتر از ضریب اتلاف α_r است.)

۲_همگن یا ناهمگن بودن بودن سازوکار پهنای خط(بخش 12.2D)

۳_مدهای مشدد (فاصله ی فرکانسی تقریبی میان مدهای طولی $\nu_F = c/2d$ است که d طول مشدد می باشد.)

ج) توزیع طیفی

لیزر های نیمه رسانا با ویژگی های زیر متمایز می شوند:

* **پهنای طیفی ضریب بهره به نسبت بزرگ است ، زیرا گذارها به جای دو سطح انرژی جدا بین دو باند انرژی اتفاق می افتند.**
* **به دلیل اینکه فرآیندهای اینتراباند خیلی سریع اند ، نیمه رساناها تمایل به پهنای همگن دارند.**
* **با این وجود مصرف حفره ی فضایی اجازه ی نوسان هم زمان مدهای طولی زیادی را می دهد.**

ج) توزیع طیفی

طول مشدد نیمه رسانا d بسیار کوچکتر از اکثر دیگر لیزرهاست.

فاصله ی فرکانسی مدهای مجاور مشدد $\nu_F = c/2d$ به نسبت بزرگ است.

پهنای باند تقریبی هر مد طولی معمولاً حدود $0.01\ nm$ متناظر با یک مقدار کم گیگا هرتز برای لیزرهای هدایت کننده ی بهره است ، اما معمولاً کمتر از حدود $30\ MHz$ برای لیزرهای هدایت کننده ی ضریب می باشد.

توزیع فضایی

مدهای عرضی می توانند برای هدایت کننده ی موج نوری با سطح مقطع مستطیل شکل به ابعاد l و w بیان گردند.

اگر l/λ_0 به اندازه ی کافی کوچک باشد(همانگونه که در لیزرهای ساختار ناهمگن دوتایی این گونه است) موجبر تنها یک مد منفرد در جهت عرضی عمود بر صفحه ی پیوندگاه را خواهد پذیرفت.

به هرحال معمولاً w بزرگتر از λ_0 است ، پس هدایت کننده ی موج ، مدهای مختلفی را در جهت های موازی با صفحه ی پیوندگاه پشتیبانی خواهد کرد. مدهای در جهت موازی با صفحه ی پیوندگاه ، مدهای جانبی نامیده می شوند.

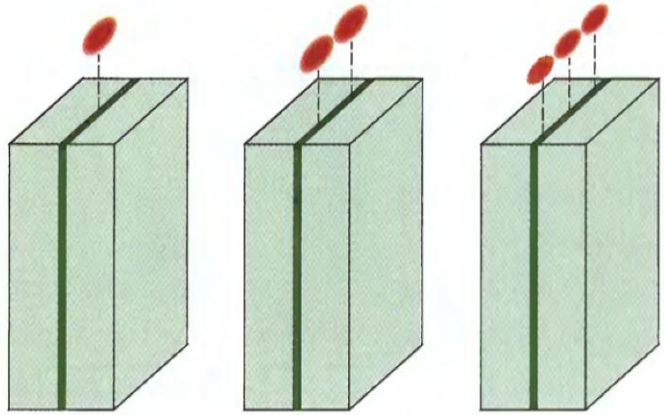


Figure 17.3-8 Schematic illustration of optical-intensity spatial distributions for the laser waveguide modes $(l, m) = (1, 1), (1, 2)$, and $(1, 3)$.

توزیع فضایی

هرچه نسبت w/λ_0 زیادتر گردد ، تعداد مدهای جانبی هم زیادتر می شود.

به دلیل اینکه مدهای جانبی جدایی فضایی پهن تری دارند ، کمتر حبس می شوند.

بنابراین ضریب اتلافشان α_r بیش تر از مدهای مرتبه پایین است.

برای رسیدن به کارکرد توان بالا مد فضایی منفرد ، تعداد مدهای موجبر باید با کاهش پهنای لایه ی فعال w کاهش یابد.

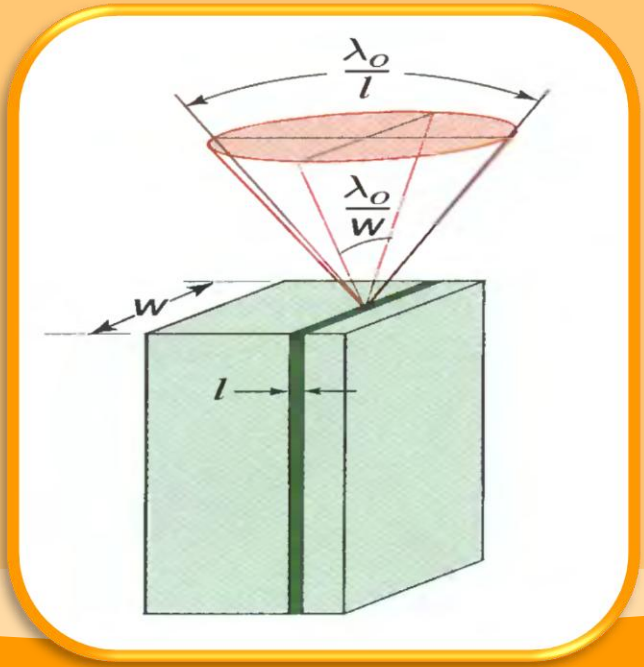
کم شدن مساحت پیوندگاه روی کاهش جریان آستانه اثر دارد.

الگوی تابشی میدان دور

طبق شکل زیر یک دیود لیزری با لایه ی فعال با ابعاد l و w نور را با واگرایی زاویه ای میدان دور حدود λ_0/l رادیان در صفحه ی عمود بر پیوندگاه و حدود λ_0/w در صفحه ی موازی با پیوندگاه گسیل می کند.

برای مثال یک پرتو گوسی به قطر $2w_0$ وقتی که $\theta \ll 1$، زاویه ی واگرایی $\theta \approx (2/\pi)(\lambda_0/2w_0) = \lambda_0/\pi w_0$ دارد.

واگرایی زاویه ای ، الگوی تابشی میدان دور را تعیین می کند.



الگوی تابشی میدان دور

به دلیل لایه ی فعال کوچک ، لیزر تزریقی نیمه رسانا با یک واگرایی زاویه ای بزرگتر از همه ی دیگر لیزرها توصیف می گردد.

به عنوان مثال اگر $l = 2\ \mu m$ ، $w = 10\ \mu m$ و $\lambda_0 = 0.8\ \mu m$ باشد زوایای واگرایی محاسبه شده ۵ تا ۲۳ درجه است.

نور حاصل از یک دیود لیزری منفرد که w کوچکتری دارد ، واگرایی زاویه ای بزرگتر دارند.

توزیع فضایی نور میدان دور در مخروط تابشی بستگی به تعداد مدهای عرضی و توان نوریشان دارد.

توزیع شدید بیضی شکل متقارن نور لیزر می تواند موازی و هم راستا کردنشان را دشوار کند.

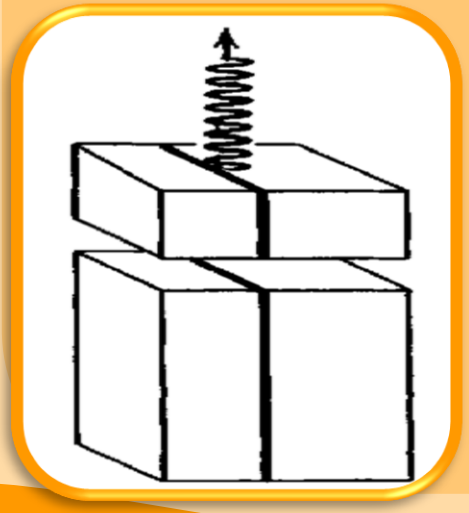
د) انتخاب مد

رسیدن به فرکانس منفرد

رسیدن به فرکانس منفرد ممکن است با **کاهش طول** d **مشدد** صورت گیرد، پس فاصله ی فرکانسی مدهای طولی مجاور زیادتر از پهنای جدایی محیط تقویت می شود.

دیگر روش دستیابی به مد منفرد، استفاده از **مشدد دارای چند آینه** است.

یک **لیزر دیودی مشدد دوتایی**(لیزر کاواک جفت شده) می تواند با شکافتن شیاری بر لایه ی فعال مثل شکل زیر کار کند. این ساختار به **لیزر کاواک جفت شده** (C^3) معروف است.

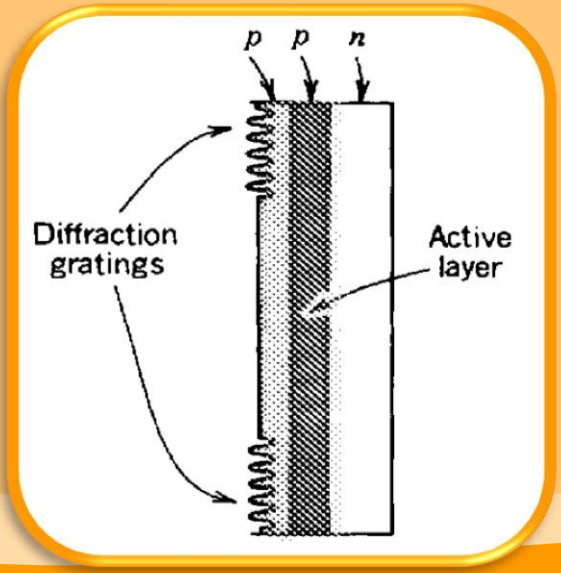


رسیدن به فرکانس منفرد

موج ایستاده در لیزر باید شرایط مرزی در سطوح هر دو کاواک را ارضا کند تا محدودیت شدید برای اینکه بتوان یک تک فرکانس منفرد تولید کند را فراهم آورد.

به طور تجربی فایده ی این روش **با جریان گرمایی محدود** می شود.

یک روش دیگر **جایگزینی سطوح شکاف خورده** است که معمولاً به عنوان آینه هایی با بازتاب فرکانس گزین به کار می روند مثل دیواره های موازی با صفحه ی پیوندگاه شکل زیر:



رسیدن به فرکانس منفرد

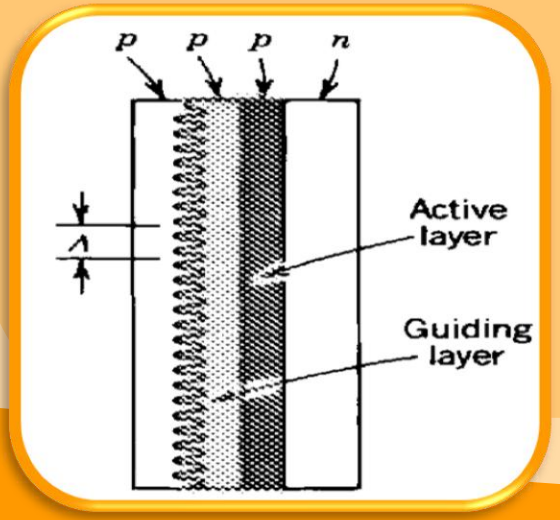
روش دیگر کنونی ، قرار دادن خود **دیواره** به طور مستقیم ، مجاور لایه ی فعال ، با استفاده از یک **موجبر شیاردار** فضایی مطابق شکل زیر است.

دیواره که به عنوان یک **بازتاب دهنده ی توزیع** کننده عمل می کند ، جانشینی برای بازتاب کننده های چندتایی است که آینه های یک لیزر فابری پرو را فراهم می آورد.

سطوح بلوری با لایه نشانی ، ضد انعکاس می شوند تا بازتاب سطح کمینه شود.

این ساختار به **لیزر بازخورد توزیع** DFB معروف است.

آن ها در کاربردهای زیادی شامل ارتباطات فیبر نوری در محدوده ی طول موج 1.3 تا 1.55 میکرومتر استفاده می شوند.

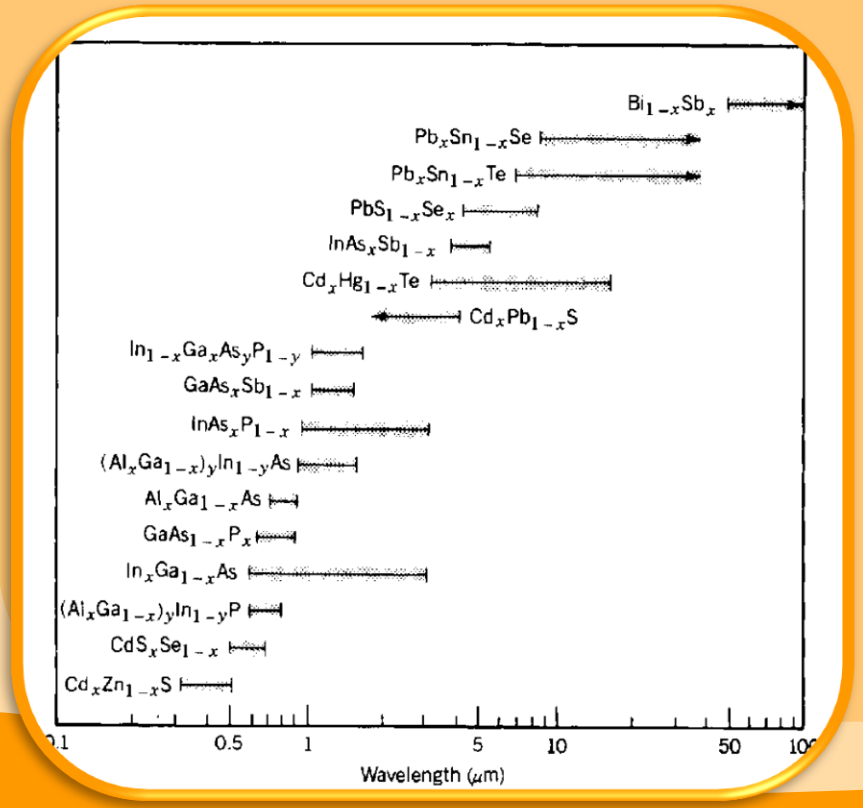


خصوصیات لیزرهای عادی

با توجه به نمودار زیر لیزرهای نیمه رسانا در گستره ی طول موج فرابنفش نزدیک تا فروسرخ دور کار می کنند.

آنها با توان خروجی $100\ mW$ کار می کنند ، ولی آرایش دیود لیزری (با منطقه ی فعال کوچک) پرتوهای هم فاز باریک با توان بیش از $10\ W$ از خود نشان می دهند.

لیزرهای سطح گسیل (SELDها) رواج بیش تری دارند.



لیزرهای چاه کوانتومی

زمانی که ضخامت لایه ی فعال به طور کافی باریک ساخته شود (کوچکتر از طول موج بروگلی یک الکترون گرمایی) ، تاثیر کوانتومی شروع به ایفای نقش پرهیجانی می کند.

وقتی که لایه ی فعال در ساختار ناهمگن دوتایی انرژی گاف نواری کوچکتری از لایه های اطراف داشته باشد ، ساختار به عنوان یک چاه کوانتومی عمل می کند و لیزر ، لیزر چاه کوانتومی منفرد SQW یا به طور ساده لیزر چاه کوانتومی نامیده می شود.

لیزرهای چاه کوانتومی

قوانین حاکم بر گذارهای لیزر چاه کوانتومی مشابه گذارهای بین نوارهای رسانش و ظرفیت در نیمه رساناهای بالک (توده ای) است.

عبارت هایی که برای احتمالات گذار و ضریب بهره در ماده بالک بخش ۱۵.۲ وجود داشتند ، برای ساختار چاه کوانتومی هم قابل اعمال اند ، می بایست انرژی گاف نوار E_g با انرژی گاف بین زیرنوارها $E_{gq} = E_g + E_q + E_q^{/}$ جایگزین کرده و از یک چگالی ثابت حالت ها به جای آنچه به صورت ریشه ی ضریب دوم انرژی تغییر می کند ، استفاده کنیم.

ضریب بهره ی کل از جمع ضرایب بهره ی مربوط به همه ی زیرنوارها ، بدست می آید.

لیزرهای چاه کوانتومی

ساختار نوار و روابط انرژی_تکانه (E-K) یک چاه کوانتومی، متفاوت از ماده ی بالک(توده ای) است.

نوار رسانش به تعدادی زیرنوار جدا می شود و با اعداد کوانتومی $q=1, 2, 3, \ldots$ برچسب می خورند، هرکدام با رابطه ی انرژی_تکانه و چگالی حالت های خودش.

زیر نوارهای پایین، انرژی $E_c + E_q$ دارند که $E_q = \frac{\hbar^2 (q\pi/l)^2}{2m_c}$ انرژی های یک الکترون دارای جرم موثر m_c در یک چاه کوانتومی تک بعدی به ضخامت l است.

هر زیرلایه یک رابطه سهمی شکل و چگالی حالت ثابتی که مستقل از انرژی است، دارد.

چگالی کل حالت ها در نوار رسانش $\rho_c(E)$ توزیع پله ای با پله های انرژی $E_c + E_q$ به خود می گیرد.

نوار ظرفیت، زیرنوارهای مشابهی در انرژی دارد $E_v + E_q{}'$ که $E_q{}' = \frac{\hbar^2 (q\pi/l)^2}{2m_v}$ انرژی های یک حفره با جرم موثر m_v در یک چاه کوانتومی به ضخامت l است.

چگالی حالت ها

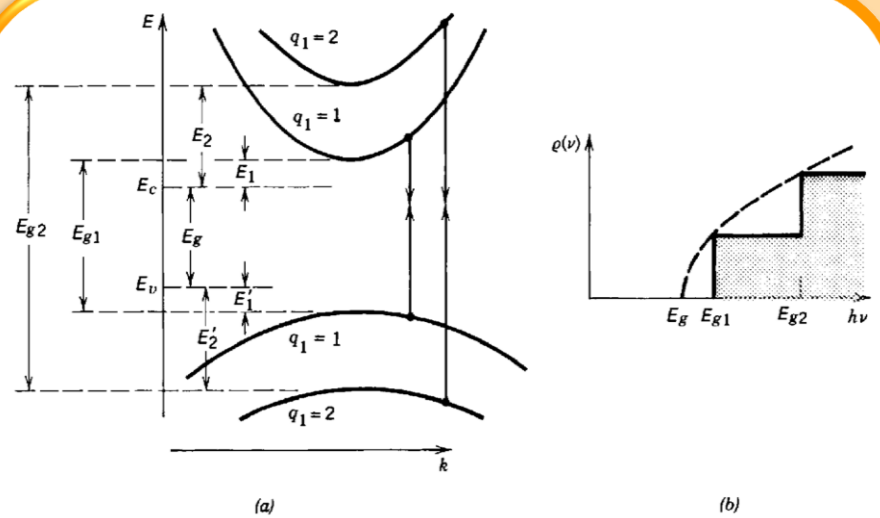


Figure 16.3-12 (*a*) *E–k* relations of different subbands. (*b*) Optical joint density of states for a quantum-well structure (staircase curve) and for a bulk semiconductor (dashed curve). The first jump occurs at energy $E_{g1} = E_g + E_1 + E_1'$ (where E_1 and E_1' are, respectively, the lowest energies of an electron and a hole in the quantum well).

* هر زیرلایه یک رابطه سهمی شکل و چگالی حالت ثابتی که مستقل از انرژی است ، دارد.

* چگالی کل حالت ها در نوار رسانش $\rho_c(E)$ توزیع پله ای با پله های انرژی $E_c + E_q$ به خود می گیرد.

چگالی حالت ها

گذار بین دو زیرنوار با عدد کوانتومی q را در نظر بگیرید. برای برقراری پایستگی انرژی و تکانه ، یک فوتون دارای انرژی $h\nu$ با حالت های انرژی

$$E = E_c + E_q + (m_r/m_c)(h\nu - E_{gq})$$

در زیرنوار بالا و

$$E - h\nu$$

زیرنوار پایین برهم کنش می کند.

چگالی نوری حالت های پیوندگاه $\rho(\nu)$ با $\rho_c(E)$ ارتباطی به صورت زیر دارد:

$$\rho(\nu) = \frac{dE}{d\nu}\rho_c(E) = \frac{hm_r}{m_c}\rho_c(E)$$

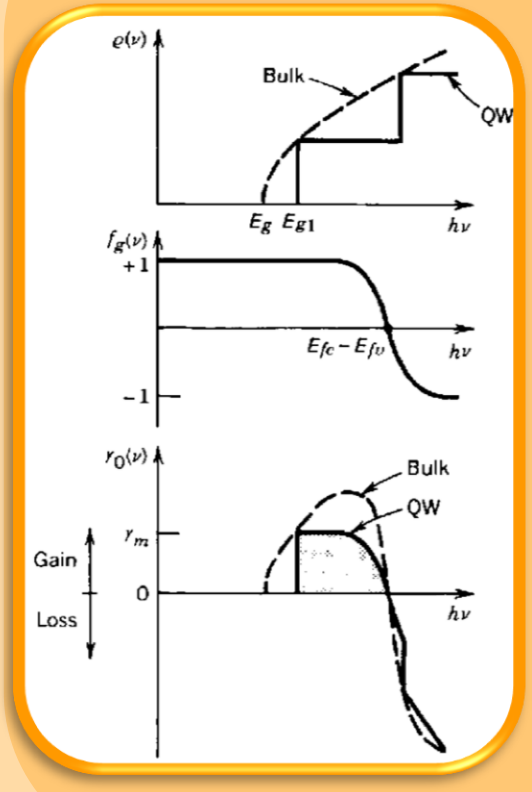
چگالی حالت ها

پس داریم:

$$\rho(\nu) = \begin{cases} \frac{hm_r}{m_c}\frac{m_c}{\pi\hbar^2 l} = \frac{2m_r}{\hbar l} & h\nu > E_g + E_q + E_q^{/} \\ 0 & otherwise \end{cases}$$

که شامل گذارهای بین همه ی زیرنوارهای q می شود. ما به $\rho(\nu)$ با توزیع پله ای با پله هایی در گاف های انرژی بین زیرنوارهای با عدد کوانتومی یکسان رسیدیم.

ضریب بهره



مقایسه نموداری لیزر های چاه کوانتومی و لیزرهای نیمه رسانای بالک

برای ضریب بهره ی لیزر داشتیم:

$$\gamma_0(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r}\rho(\nu)f_g(\nu)$$

که ضریب معکوس فرمی $f_g(\nu)$ بستگی به سطوح شبه فرمی و دما داشت و برای لیزرهای چاه کوانتومی و بالک یکسان است.

لیزر چاه کوانتومی بهره ی پیک پایین تر و پروفایل بهره ی باریک تری دارد.

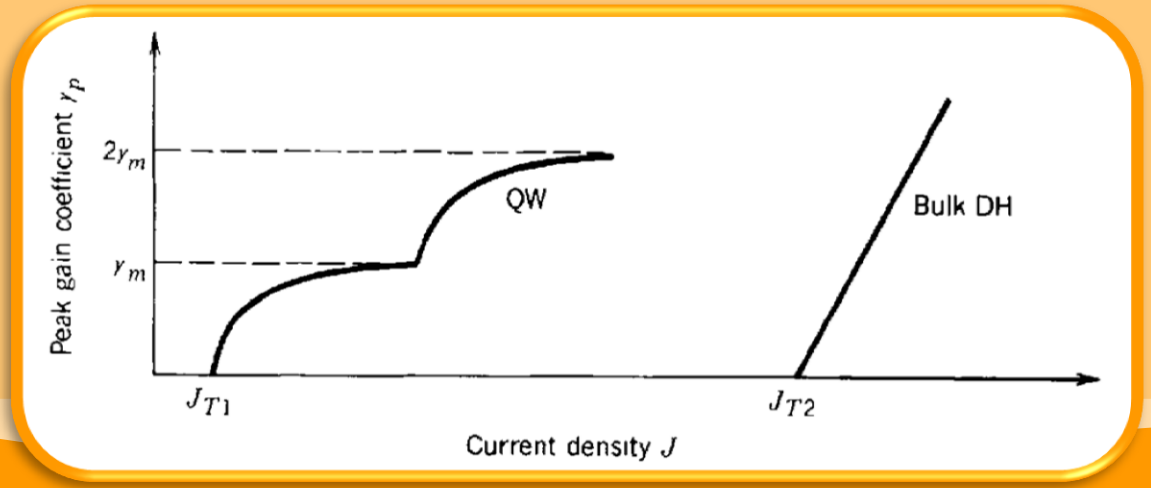
رابطه ی بین ضریب بهره و چگالی جریان

با افزایش چگالی جریان تزریقی J، تجمع الکترون ها و حفره های اضافی Δn نیز زیادتر می گردد و بنابراین جدایی بین سطوح شبه فرمی داریم $E_{fc} - E_{fv}$. اثر این افزایش روی ضریب بهره $\gamma_0(\nu)$ در شکل زیر مشخص است.

برای چگالی جریان تزریقی J به اندازه ی کافی کوچک، بهره ای وجود ندارد.

وقتی J به گونه ایست که $E_{fc} - E_{fv}$ داریم، گاف E_{g1} بین زیرنوارهای $q=1$ زیادتر شده و محیط، بهره را تولید می کند. ضریب بهره ی پیک به صورت شدیدی افزایش می یابد و اشباع در مقدار γ_m روی می دهد.

افزایش زیادتر J پهنای طیفی بهره را بیش تر کرده اما مقدار پیکش را نه.

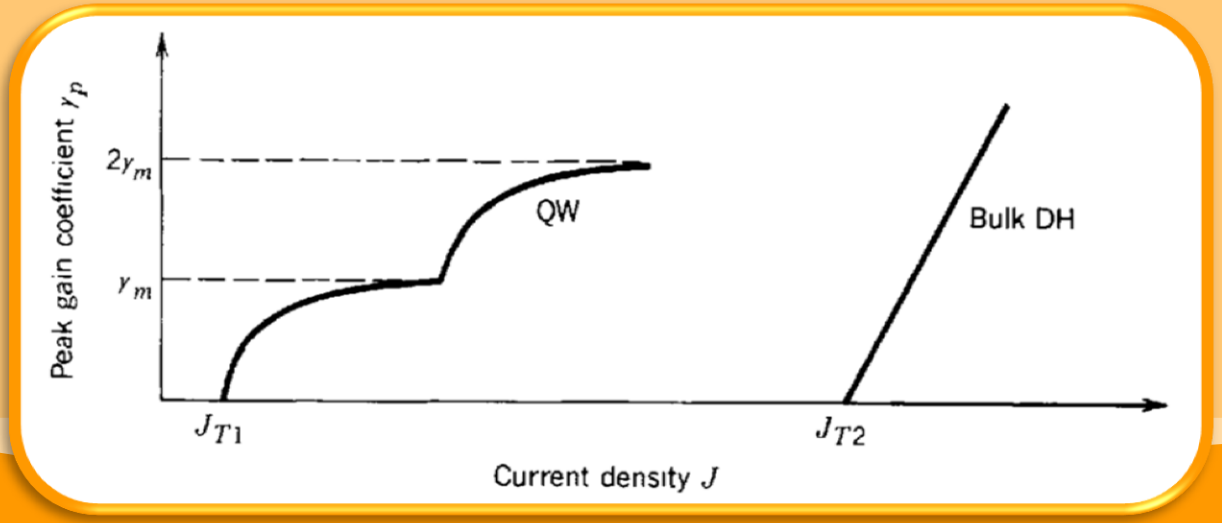


رابطه ی بین ضریب بهره و چگالی جریان

لیزر چاه کوانتومی مقدار J_T [بسیار کوچک دارد(چگالی جریان مورد نیاز برای شفافیت) اما بهره اش در مقدار پایین تری به اشباع می رسد.

چگال جریان آستانه برای نوسان لیزری QW به دلیل کاهش در ضخامت لایه ی فعال به طور قابل توجهی کوچکتر از نوسان لیزر DH است.

علاوه بر این ضرایبی که لیزرهای چاه کوانتومی را جذاب تر می کند شامل طیف باریک تری از ضریب بهره ، پهنای خطی کوچکتری از مدهای لیزر ، امکان رسیدن به فرکانس های مدوله شدن بالاتر و کاهش بستگی دماست.



لیزرهای چاه کوانتومی چندگانه

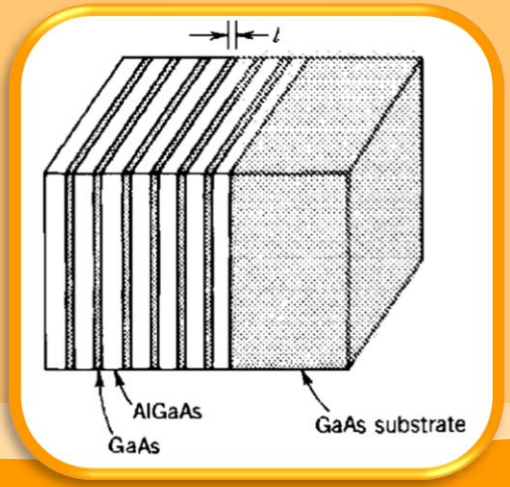
ضریب بهره ممکن است با استفاده از یک **چینش موازی چاه کوانتومی** افزایش یابد.

این ساختار که در شکل زیر نشان داده شده به **لیزر چاه کوانتومی چندگانه** MQW معروف است.

بهره ی لیزر چاه کوانتومی Nگانه MQW، Nمرتبه بهره ی هر چاهش است.

به هر حال مقایسه ی منصفانه ی عملکرد چاه کوانتومی منفرد SQW و لیزرهای MQW نیاز دارد که هر دو با **جریان یکسانی** تزریق شوند.

فرض می شود که یک چاه کوانتومی منفرد با یک چگالی حامل اضافی Δn تزریق می گردد و یک ضریب بهره ی پیک γ_P دارد.



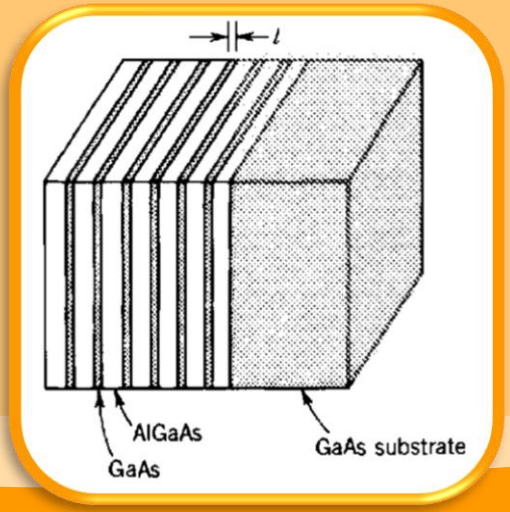
لیزرهای چاه کوانتومی چندگانه

هر کدام از N چاه ها در ساختار MQW تنها با حامل های $\Delta n/N$ می تواند تزریق گردد.

به دلیل بستگی غیر خطی بهره به Δn ضریب بهره ی هر چشمه $\xi\gamma_P/N$ است که ξ ممکن است کوچکتر یا بزرگتر از ۱ باشد که بستگی به حالت های عملکرد دارد.

بهره ی کلی که توسط لیزر MQW بدست می آید $N(\xi\gamma_P/N) = \xi\gamma_P$ است.

در چگالی های جریان پایین، SQW بهتر است و زمانی که چگالی های جریان بالا داشته باشیم MQW بهتر است.



لیزرهای لایه کرنشی

همانطور که به نظر می رسد عجیب است ، وارد سازی کرنش می تواند تاثیر مفیدی روی لیزرهای تزریقی بگذارد.

لیزرهای لایه کرنشی می تواند ویژگی های بهتری داشته باشد و در طول موج های غیر از آنچه توسط تنظیم ترکیبی قابل دسترسی است ، عمل کنند.

این لایه ها از مواد نیمه رسانای گروه ۳ و ۵ جدول تناوبی ساخته شده اند و از هر دو پیکربندی های چاه کوانتومی منفرد و چاه چندتایی استفاده می کنند.

به جای جفت و جور بودن شبکه ی بلور با لایه های محبوس شده ، لایه ی فعال عمداً طوری انتخاب می شود که ثابت شبکه ای متفاوتی داشته باشد.

اگر به اندازه ی کافی نازک باشد ، فضاهای اتمی اش می تواند با لایه های اطراف جفت و جور در آید و در طی فرآیند کرنشی شود(اگر لایه خیلی ضخیم باشد ، به طرز مناسبی جفت و جور نخواهد شد و در ماده جابجایی ها و بهم خوردگی هایی پدید می آید)

لیزرهای لایه کرنشی

کرنش فشرده شده ساختار نوار را به سه روش تغییر می دهد:

۱ – گاف نواری E_g را افزایش می دهد.

۲ – تبهگنی در بین نوارهای حفره سنگین و سبک را از بین می برد.

۳ – نوارهای ظرفیت را نایکنواخت می سازد ، به طوریکه در جهت موازی با صفحه ی لایه ، بالاترین نوار ، جرم موثر سبکی دارد ، از سویی دیگر در جهت عمود بالاترین نوار ، یک جرم موثر سنگین دارد.

لیزرهای لایه کرنشی

این رفتار می تواند به صورت قابل توجهی **عملکرد لیزرها را افزایش** دهد.

اول اینکه طول موج لیزر با وابستگی E_g به کرنش تغییر می کند.

دوم اینکه چگالی جریان آستانه لیزر می تواند با حضور کرنش کاهش یابد.

پشت هر کوه بلند سبزه زاریست پر از

یاد خدا

و در آن باغ کسی می خواند که خدا هست دگر

غصه چرا ؟ !!!

از توجه شما متشکرم

A garden in Jahrom