

حسگرهای مبتنی بر گرافن، دیگر مواد دو بعدی و سیستم های ترکیبی

گرافن و بقیه مواد دو بعدی، مانند فلز گذار dichalcogenide، به سرعت به عنوان بلوک های ساختاری جذاب برای کاربردهای اپتوالکترونیک، همراه با تمرکز قوی روی پلتفرم های مختلف تشخیص نور، خود را به اثبات رسانده اند. تطبیق پذیری این سیستم های مواد، کاربرد آن ها را در نواحی شامل تشخیص بسیار سریع و با حساسیت بالای نور در رنج فرکانسی ماوراء بنفش، نور مرئی، مادون قرمز و تراهرتز، امکان پذیر می کند. این حسگرها همانند تکنولوژی های الکترونیک و فوتونیک سیلیکون، می توانند با دیگر اجزای فوتونیک مبتنی بر همان مواد، در کنار یکدیگر قرار گیرند. در اینجا، حسگرهای نوری مبتنی بر گرافن مدرن، سایر مواد دوبعدی و سیستم های هیبرید مبتنی بر ترکیب بلورهای دو بعدی مختلف یا بلورهای دو بعدی و دیگر مواد (نانو)، مانند نانوذرات پلاسماسون، نیمه هادی ها، نقاط کوانتومی یا ادغام آنها با موجکهای سیلیکون را مرور و ارزیابی می کنیم.

تبدیل نور به سیگنال های الکتریکی در صدر تکنولوژی قرار دارد دهد. کاربردهای شامل تصویربرداری ویدئویی، ارتباطات نوری، تصویربرداری بیومدیکال، امنیت، دید در شب، حسگر گاز و تشخیص حرکت، به دلیل توسعه مواد با کارایی بالا و تکنولوژی تولید و یکپارچه سازی در مقیاس بزرگ به سطح بالایی از پیشرفت رسیده است. با وجود رشد مقیاس و تنوع نواحی کاربردی، نیاز به یک پلتفرم تشخیص نور با کارایی بالاتر در زمینه سرعت، کارایی یا رنج طول موج، به اندازه انعطاف پذیری، شفافیت و اجتماع پذیری CMOS، روز به روز برجسته تر می شود.

گرافن ماده جذابی برای فوتونیک و اپتوالکترونیک است زیرا در مقایسه با مواد دیگر مزایای متعددی ارائه می دهد. انواع دستگاه های اپتوالکترونیک نمونه اولیه، مانند الکترودهای شفاف در نمایشگرها و ماژول های فتوولتائیک، مدولاتورهای نوری، دستگاه های پلاسمونی و لیزرهای فوق سریع، تاکنون نشان داده شده است. در بین این ها، بیشترین تلاش برای پیشرفت سنسورهای نوری، براساس تعدادی از ویژگی های متمایز گرافن و مواد مرتبط (GRM)،

صورت گرفته است. اول، گرافن بدون شکاف است. این ویژگی منحصر بفرد، تولید حامل‌های بار از طریق جذب نور را در طیف بسیار وسیعی از انرژی، امکان‌پذیر می‌کند. این رنج وسیع اشعه ماوراء بنفش، نور مرئی، مادون قرمز موج کوتاه (SWIR)، نزدیک مادون قرمز (NIR)، میان مادون قرمز (MIR)، مادون قرمز دور (FIR) و رگرسیون طیفی تراهرتز (THz) را در برمی‌گیرد. همچنین، گرافن دارای دینامیک حامل بار بسیار سریع، جذب مستقل طول موج، خواص نوری قابل تنظیم از طریق دوپینگ الکترواستاتیک، نرخ تخلیه کم و تحرک بالا و توانایی محدود کردن انرژی الکترومغناطیسی به حجم بی‌سابقه کم است. تحرک‌پذیری بسیار بالای حامل‌ها باعث تبدیل سریع فوتون و یا پلاسمون به جریان الکتریکی یا ولتاژ می‌شود.

بسیاری از این ویژگی‌ها و قابلیت‌های منحصر بفرد سیستم‌های تشخیص نور مبتنی بر گرافن، در طول چند سال اخیر مطالعه شده و به کاربردهای مختلفی اشاره شده است. بعضی از این ویژگی‌ها در حال حاضر با رقابت با تکنولوژی‌های موجود به رقابت‌های تجاری دست پیدا کرده‌اند. از همه مهم‌تر، گرافن با پلتفرم مبتنی بر سیلیکون بسیار پیشرفته برای الکترونیک و فوتونیک سازگار بوده، و آن را به عنوان یک رقیب قوی برای ادغام هزینه کم و مقیاس بزرگ در شبکه‌های اپتوالکترونیک و مدارهای خواندن چند پیکسلی CMOS سازگار قرار می‌دهد.

گرافن تنها یکی از تعداد زیادی از بلورهای دو بعدی (D2) است که در حال حاضر تنها شروع به بررسی می‌شوند. صدها ماده لایه ای وجود دارد که ثابت آنها را تا به تک لایه‌ها حفظ می‌کند و خواص آنها مکمل گرافن است. اکسید فلزی گذرا (TMOs) و فلز گذرای dichalcogenides (TMDs) دارای ساختار لایه ای هستند. اتم‌های هر لایه توسط پیوند کووالانسی کنار یکدیگر نگه داشته می‌شوند، در حالی که لایه‌های مختلف توسط نیروی واندروالانسی در کنار یکدیگر قرار می‌گیرند. در مقایسه با نیمه‌هادی‌های با شکاف باند مستقیم کلاسیک، TDMها به دلیل شفافیت، انعطاف‌پذیری مکانیکی و پردازش آسان، مزایای اضافی را در زمینه اپتوالکترونیک ارائه می‌دهد. همچنین، توانایی تنظیم شکاف باند توسط تغییر تعداد لایه‌ها (N)، تشخیص نور را در طول موج‌های مختلف امکان‌پذیر می‌کند. این ویژگی‌ها از بسیاری جهات گرافن را تکمیل می‌کند: گرافن برای فناوری‌های باند پهن و فناوری‌های سریع مفید است، در حالیکه TMD های نیمه هادی برای کاربردهایی که به جذب نور قوی و الکترولیومینسانس نیاز دارند، مفید هستند.

یک رویکرد امیدوارکننده ترکیب این خواص و ایجاد دستگاه‌های هیبریدی و موادی چند منظوره و با کارایی بالا، شامل گرافن و سایر پشته‌های ناهمگن کریستال 2بعدی است. لایه‌های گرافن می‌توانند به عنوان الکتروود قابل تنظیم به کار برده شوند، در حالیکه TMD ها به عنوان مواد عکس برداری فعال استفاده می‌شوند، که نشان‌دهنده تعامل قوی نور و جذب فوتون هستند.

در این بررسی، ما در مورد وضعیت فعلی مدرن تشخیص نور بر اساس GRM ها و سیستم‌های ترکیبی‌ای بحث می‌کنیم که بوسیله ترکیبی از کریستال‌های دوبعدی مختلف یا کریستال‌های 2بعدی و دیگر مواد (نانو) مانند نانوذرات پلاسمونی، نقاط کوانتومی، یا توسط ترکیب GRM ها با موجک‌های سیلیکونی، ایجاد شده‌اند. در ابتدا، اصطلاحات و مکانیسم‌های فیزیکی پایه‌ای تشخیص تشخیص نور، و سپس تجربیات آزمایشی انواع مختلفی از دستگاه‌های حسگر نور، از جمله تکنیک‌های افزایش حساسیت و جذب نور مورد بحث قرار گرفته است. با بحث در مورد سطوح پیشرفت و عملکرد سیستم‌های پیشرفته تشخیص نور GRM، در مقایسه با تکنولوژی‌های موجود نتیجه‌گیری می‌کنیم.

مکانیزم‌های فیزیکی قادر به تشخیص نور

اصل کلیدی که تشخیص فوتوژن و دیگر کاربردهای اپتوالکترونیک به آن متکی هستند، تبدیل فوتون‌های جذب شده به سیگنال الکتریکی است. چندین مکانیزم متفاوت در گرافن که توسط آن این تبدیل صورت می‌گیرد، گزارش شده است. این روش‌ها شامل تاثیر فتوولتائیک، تاثیر ترموالکتریک نوری، اثر بالومتریک، اثر فوتوگیتینگ و مکانیزمی که از موج پلازما کمک می‌گیرد می‌باشد. در ادامه، ما این مکانیزم‌ها، که در چه زمانی هر یک از آنها برجسته شده و اهمیت آن‌ها در تشخیص نور مبتنی بر GRM را توصیف می‌کنیم.

توجه شود که اصطلاحات مربوطه، واحدها و عناصر کلیدی شایستگی‌ها برای حسگر نور (مانند مفاهیم جریان نور، سرعت، راندمان کوانتومی داخلی و خارجی، حساسیت، تشخیص، قدرت برابر با نویز و افزایش هدایت فوتونی) در جعبه 1 خلاصه شده است.

اثر فتوولتائیک. تولید جریان نور فتوولتائیک (PV) براساس جداسازی جفت الکترون-حفره (e-h) تولیدشده با نور بوده که توسط میدان‌های الکتریکی موجود در اتصالات بین نواحی آلاینده شده مثبت (p-type) و منفی (n-type)

گرافن یا بین بخش‌های با آرایش متفاوت، ایجاد می‌شود. همان اثر را می‌توان با استفاده از ولتاژ بایاس سورس-درین (V_{bias})، ایجاد کرد که یک میدان الکتریکی خارجی تولید می‌کند. اما این به طور کلی در مورد گرافن اجتناب می‌شود، چون یک نیمه رسانا است و بنابراین یک جریان تاریک بزرگ تولید می‌کند. میدان ساخته شده را می‌توان نتیجه دوپینگ شیمیایی در محل دانست که به صورت الکترواستاتیکی با استفاده از گیت‌ها یا با استفاده از تفاوت عملکرد بین گرافن و یک فلز متصل ایجاد می‌شود. در مورد گیت‌های تقسیم شده، دوپینگ می‌تواند بسته به ولتاژهای اعمال شده به گیت، به صورت p یا n تنظیم شود، در حالیکه در مورد اتصالات گرافن و فلز، دوپینگ در ناحیه تماس ثابت می‌شود. به طور معمول برای فلزات با عملکرد کاری بالاتر از گرافن ذاتی (p -type (eV 4.45) است، در حالی که کانال گرافن می‌تواند p یا n باشد. جهت جریان نور فقط به جهت میدان الکتریکی بستگی دارد، و نه به سطح دوپینگ. بنابراین، هنگامیکه از p - n به n - p یا از p - p به p - p ، می‌رود، تغییر علامت می‌دهد، که p + به معنای دوپینگ p -type قوی تر نسبت به p است.

یادآور می‌شویم که پراکندگی الکترون-الکترون (e - e) می‌تواند به تبدیل یک جفت الکترون-حفره با انرژی بالا به جفت های چندگانه e - h با انرژی پایین تر منجر شود. این فرایند، همچنین به عنوان ضرب حامل شناخته می‌شود، که به طور بالقوه می‌تواند کارایی کلی تشخیص نور را افزایش دهد.

اثر ترموالکتریک نوری. انتقالات با کمک حامل‌های حرارت‌دیده می‌تواند نقش مهمی در گرافن (شکل a-d1) بازی کند. به علت تعاملات قوی e ، یک جفت الکترون-حفره برانگیخته موجب افزایش سریع گرمای (~ 10 - 50 fs) حامل‌ها در گرافن می‌شود. از آنجا که انرژی فونون نوری در گرافن بزرگ (~ 200 مگاوات) است، حامل‌های گرم ایجاد شده توسط میدان تابش می‌تواند در دمای T_e باقی مانده (و در نتیجه انرژی $k_B T_e$ ، با k_B ثابت Boltzmann) که برای چند پیکوثانیه، بالاتر از دمای شبکه است. تعادل نهایی الکترون‌های حرارت‌دیده و شبکه از طریق پراکندگی کندتر بین حامل‌های بار و فونون‌های صوتی صورت می‌گیرد. این فرایندها در طول چند نانوثانیه انجام می‌شوند، اگر چه آنها به سرعت قابل ملاحظه‌ای در برخورد‌های ناشی از اختلال دست می‌یابند.

الکترونهای داغ تولید شده توسط نور میتوانند یک ولتاژ نوری، VPTE را با اثر فوتو ترموالکتریک (اثر PTE) (اثر Seebeck) تولید کنند: $VPTE = (S1 - S2) \Delta Te$ ، که $S1$ (در VK-1) قدرت ترموالکتریک (Seebeck ضریب) در دو ناحیه گرافن با دوپینگ‌های مختلف، و ΔTe تفاوت دمای الکترون بین نواحی است. به طور کلی‌تر، VPTE می‌توان با ادغام میدان الکتریکی محلی تولید شده توسط گرادیان درجه حرارت ناشی از اپتیک، ∇Te ، همراه با یک ضریب متغیر با مکان Seebeck، محاسبه کرد: $VPTE = \int S \cdot \nabla Te dx$. اثر PTE در اتصالات P-N گرافن یا در گرافن معلق نقش مهمی ایفا می‌کند. از آنجایی که الکترونهای داغ، به جای گرمایش شبکه، پاسخ الکترونیکی را در این شرایط تولید می‌کنند، آشکارسازهای گرافن PTE می‌توانند پهنای باند بالا را مانند آشکارسازهای PV بدست آورند. توان ترموالکتریکی S با هدایت الکتریکی σ توسط فرمول مات مربوط است:

$$S = - \frac{\pi^2 k_B^2 T_e}{3q} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \quad (1)$$

q شار الکترون است و مشتق هدایت الکتریکی σ با توجه به انرژی ε باید در انرژی فرمی، یعنی در $\varepsilon = \varepsilon_F = \hbar v_F k_F$ ، ارزیابی شود، \hbar ثابت پلانک کاهش یافته، v_F سرعت Fermi (که در گرافن $54 \sim 106 \text{ ms}^{-1}$ است) و k_F بردار موج فرمی است. توجه داشته باشید که چون معادله (1) از توسعه رابطه سامرفلد مشتق شده است، فقط برای $k_B T \ll \varepsilon_F$ معتبر است. برای این شرایط، S می‌تواند از ویژگی‌های انتقال دستگاه، یعنی از وابستگی هدایت به ولتاژ گیت محاسبه شود. یک منحنی معمول با وابستگی S به تراکم حامل (n) در شکل 1 نشان داده شده است.

اثر بالومتریک. اثر بالومتری با تغییر در هدایت انتقال ایجاد شده توسط حرارت مرتبط با فوتونها در ارتباط است (شکل d1). بولومتر قدرت تابش الکترومغناطیسی را با جذب تابش وابسته (dP) و خواندن نتایج افزایش درجه حرارت dT اندازه‌گیری می‌شود. بالومترها عمدتاً از مواد نیمه هادی یا مواد جاذب ابررسانا ساخته شده است و به طور گسترده‌ای در محدوده طول موج‌های زیر میلی‌متر (THz) استفاده می‌شود، که آنها از جمله حساس‌ترین آشکارسازها هستند. پارامترهای کلیدی یک بالومتر، مقاومت حرارتی $Rh = dT / dP$ است که در نهایت حساسیت آن را تعریف کرده و ظرفیت گرمای Ch که زمان پاسخ آن $\tau = RhCh$ (Ref 56) را تعیین می‌کند. گرافن حجم کوچکی برای یک ناحیه

مشخص و حالت‌های با تراکم کم دارد، که به Ch کم، و در نتیجه یک پاسخ سریع دستگاه منجر می‌شود. خنک کردن الکترون‌ها با استفاده از فوتون‌های صوتی به دلیل سطح فرمی کوچک ناکارآمد است و خنک کردن با فوتون‌های نوری نیازمند $(k_B T_e > 0.2 \text{ eV})$ بالا است. لذا Rh نسبتاً بالا بوده و منجر به حساسیت بالومتری بالا می‌شود.

همانطور که این مکانیزم تشخیص نور، به جای تولید مستقیم جریان نوری، مبتنی بر تغییر نور در هدایت است، به یک بایاس بیرونی نیاز دارد و می‌تواند بدون نیاز به پیوند p-n بر روی گرافن همگن عمل کند. تغییر هدایت ناشی از برخورد نور می‌تواند به سبب دو مکانیسم باشد: (1) تغییر در تحرک‌پذیری حامل با توجه به تغییر درجه حرارت مرتبط؛ یا (2) تغییر در تعداد حاملهایی که در جریان هستند. توجه شود که با اثر PV با میدان الکتریکی تولید شده توسط بایاس خارجی همخوانی دارد.

اثر فتوگیتینگ. اثر Photogating بر مبنای تغییر نور ناشی از تراکم حامل GRM، Δn است و بنابراین هدایت آن $\Delta \sigma = \Delta n q \mu$ است، که μ تحرک‌پذیری است. ما می‌توانیم دو مورد را تشخیص دهیم. در ابتدا، تولید جفت حفره-الکترون در GRM اتفاق می‌افتد و سپس یکی از دو نوع حامل (الکترون یا حفره) به دام می‌افتد (به عنوان مثال، در تله بار یا در مولکول‌های مجاور نانوذرات). در مرحله دوم، تولید الکترون-حفره در نانوذرات، مولکول‌ها یا تله‌های بار در مجاورت GRM رخ می‌دهد. پس از آن یک نوع حامل به GRM منتقل می‌شود (در برخی موارد به وسیله یک میدان داخلی رانده می‌شود) و دیگر حامل‌ها در ذرات، مولکول‌ها یا تله‌ها قرار دارند، که ورقه GRM را به عنوان گیت در نظر می‌گیرند در حالی که بارها در GRM بین سورس و درین تکرار می‌شوند. تفاوت بنیادی بین اثر بولومتری که بر مبنای تغییر در μ به علت گرما است، و اثر فتوگیتینگ که بر مبنای تغییر ناشی از نور در n است، وجود دارد.

افزایش بهره هدایت نوری، Gph (با توجه به شکل 1 برای تعریف) می‌تواند با استفاده از یک هادی با تحریک‌پذیری بالا (مانند گرافن) و با طول ttr (با جعبه 1 برای تعریف) به شدت افزایش پیدا کند. اما، یک طولانی سرعت عمل را کاهش می‌دهد. بنابراین این آشکارسازها می‌توانند برای پهنای باند موقتی کم، مانند برنامه‌های تصویربرداری ویدئویی استفاده شوند. آشکارسازهای هدایت نوری ممکن است یک جریان تاریک بالا را ایجاد کنند، لذا یک ارزیابی

مناسب از عملکرد آشکارساز نه تنها توسط پاسخ‌پذیری بلکه به وسیله اندازه‌گیری نویز معادل توان (NEP) یا تشخیص خاص D * (تعاریف در جعبه 1 را ببینید) ارائه می‌شود.

مکانیزم موج پلاسما می‌کند. Shur و Dyakonov یک طرح تشخیص نور پیشنهاد دادند که به وسیله یک ولتاژ d.c. در یک ترانزیستور اثر میدان (FET) در پاسخ به میدان تابشی متغیر تولید می‌شود (شکل d1). این بر اساس این واقعیت است که یک FET دارای گاز 2 بعدی الکترون بوده و می‌تواند به عنوان یک گودال برای امواج پلاسما عمل کند. (نوسانات تراکم جمعی) هنگامی که این موجهای پلاسما ضعیف میشوند (یعنی زمانی که یک موج پلاسما در سورس آغاز می‌شود تا زمان رسیدن به درین در زمان کوتاهتر از زمان بی حرکتی)، تشخیص تابش از تداخل سازنده موجهای پلاسما در گودال بهره می‌برد، که در نتیجه پاسخ رزونانسی افزایش یافته است. این به اصطلاح ناحیه رزونانس تشخیص نور پلاسما موج است و می‌تواند یک سیگنال 5-20 برابر قوی تر از سیگنال غیر رزونانس باند پهن ایجاد کند. تشخیص پهنای باند زمانی اتفاق می‌افتد که موجهای پلاسما بیش از حد میرا شوند: یعنی زمانی که امواج پلاسما تولید شده در سورس پیش از رسیدن به درین، میرا شوند.

Shur و Dyakonov نشان دادند که پاسخ فوتولتاژ یک سیستم الکترون D2 در یک FET، یعنی تفاوت پتانسیل الکتریکی بین درین و سورس، حاوی جزء d.c. است حتی اگر فیلد ورودی a.c. باشد و بنابراین یکسوسازی سیگنال را فراهم می‌کند. این به خصوص برای تشخیص تابش THz مفید است. یکسوسازی به دلیل پاسخ غیر خطی گاز D2 الکترون در کانال FET اتفاق می‌افتد و به مکانیزمهای یکسوسازی بیرونی که به دلیل مثلا، موانع شاتکی در اتصالات یا دیگر عناصر مداری که به صورت غیراھمی پاسخ می‌دهند، مرتبط نیست. برای ناحیه رزونانسی، پاسخ نوری d.c. توسط قله‌ها در تعداد فردی از پایین ترین فرکانس موج پلاسما مشخص می‌شود. تشخیص رزونانس پرتوهای THz در FET های گرافنی به طور تئوری در Ref. 61، که تأثیر غیرخطی های هیدرودینامیکی ناشی از جریان گاز D2 الکترون در یک ورق گرافن، به صورت کمی اندازه‌گیری شده است، مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از پراکندگی امواج پلاسما در گرافن، نویسندگان مرجع. 61 به این نتیجه رسیدند که اندازه دستگاه معمولی با سایز L که برای کار در طیف THz است، بین 1 تا 10 میکرومتر متفاوت است.

آشکارسازهای THz دمای اتاق بر اساس FET های گرافنی آنتن های جفت شده هستند و بهره برداری از مکانیزم Shur و Dyakonov نشان داده شده است. در مرجع. 62 موجهای پلاسما برانگیخته شده توسط تابش THz، به شدت میرا می شوند و بنابراین آشکارسازها در ناحیه رزونانس کار نمی کردند. وابستگی فتوولتائیک به تراکم حامل در کانال FET نیز نشان دهنده امتیازات PTE می باشد.

دسته بندی حسگر های نور

در حال حاضر ما در مورد کلاس های اصلی فوتودتکتور بر اساس GRM های موجود در پیشینه بحث می کنیم و شایستگی ها و عملکرد های نسبی آنها را در نظر می گیریم.

فوتودیکاتور فلزی گرافن فلزی. این نخستین کلاس از تشخیص دهنده نور مبتنی بر گرافن بود که مورد بررسی بود. در گزارش های اولیه، جریان نور توسط روشی محلی یکی از رابط های فلزی / گرافن یک FET گرافن با گیت پشتی ایجاد شده است. جریان نتیجه به اثر PV نسبت داده شد. نشان داده شد که این میدان از انتقال بار از فلز متصل به گرافن ایجاد می شود و بنابراین می تواند با انتخاب مناسب فلز تنظیم شود. این امر می تواند توسط دوپینگ از طریق gating الکترواستاتیک افزایش یابد. الکترودهای فلزی توسط چند لایه گرافن با FeCl_3 افزایش یافته جایگزین شدند تا حسگر های نور تمام مبتنی بر گرافن را ایجاد کنند.

علاوه بر اثر PV اثر PTE نیز به جریان نور نسبت داده شد. در مراجع 36، 37 و 72 نشان داده شده است که پاسخ نور نزدیک پیوندهای PN یا ارتباط گرافن تک لایه و دو لایه (به ترتیب SLG و BLG) توسط اثر PTE قدرت می گیرد. در مقابل جریان PV، جریان PTE معکوس شدن در اتصالات p-n دو قطبی و همچنین اتصالات تک قطبی p + p یا nn- را نشان می دهد. علامت، به علت تغییر در نرخ تغییر جریان به تغییر ولتاژ ورودی، $\partial\sigma / \partial\varepsilon$ ، در رفتن از p- به n-type تغییر می کند (شکل b1). تغییر علامت در هنگام تغییر جهت میدان الکتریکی همراه، منجر به تغییر علامت شش برابر در جریان نور می شود (شکل c1). بنابراین علامت جریان نور ناشی از اثر PV در مقابل جریان PTE است و می تواند برای تمایز بین مکانیسم های PV و PTE استفاده شود (شکل b1). اندازه گیری طول موج و قطبش از پاسخ نور در نزدیکی اتصال گرافن به فلز برای اندازه گیری و کنترل سهم نسبی اثرات PTE و PV مورد استفاده قرار

می گیرد، که هر دو با اضافه شدن به پاسخ نوری کلی انجام می شوند. استفاده از اثرات PV در طول موج های طولانی تر انجام می گیرد.

همانطور که تولید جریان نور تنها در ناحیه زیر میکرومتری رابط فلزی / گرافن اتفاق می افتد، یک ساختار انگشتی به هم جفت شده (شکل b2) برای افزایش سطح موثر تشخیص نور تصویب شد. اعمال یک بایاس برای شکستن تقارن آینه دستگاه، کاربردی نیست، زیرا طبیعت نیمه رسانای گرافن موجب جریان قوی تاریک می شود. بدین ترتیب یک طرح فلزی نامتقارن در نظر گرفته شد (مشخصات باند در شکل a2)، که عملیات را با جریان تاریک و بایاس صفر فعال می کند و قابلیت پاسخگویی بین 1.5 تا 6.1 میلی آمپر بر وات در NIR. IQE های (برای تعریف جعبه 1) فلز-گرافن-فلز روی سطوح Si / SiO₂ در رنج 6-16 درصد نشان داده شده است که نشان می دهد که امکان بهبودی وجود دارد، زیرا IQE های بالاتر (~35٪) در گرافن معلق مشاهده شده است.

تحرك پذیری بالا و طول عمر کوتاه حامل در گرافن باعث می شود که حسگر های نور فلز-گرافن-فلز با نرخ داده بالا کار کنند. دستگاه در شکل b2 در یک لینک نوری مستقر شد و بازیابی بدون خطا از جریان داده 10 گیگابیت بر ثانیه به دست آمده است. این در شکل c2 توسط نمودار چشم نشان داده شده است که یک پوشش از بخش های مختلف جریان داده بوده و کیفیت سیگنال در انتقال دیجیتالی با سرعت بالا را نشان می دهد. در اتصالات فلز-گرافن، هیچ تضعیف پاسخ نوری تا یک فرکانس مدولاسیون 40 گیگاهرتز مشاهده نشد [18] و اندازه گیری تمام نوری یک پهنای باند داخلی 262 گیگاهرتز را حاصل شد. توجه شود که نه تنها اثر PV، بلکه PTE با پهنای باند بالای مشاهده شده به صورت آزمایشی، به دلیل جدا شدن دمای الکترونی و شبکه، سازگار است.

افزایش حساسیت توسط حفره ها، موجرها و پلاسمونیک ها. SLG 2.3٪ نور پاسخ را جذب می کند، که به طور قابل توجهی برای مواد نازک اتمی بسیار زیاد است، اما در شرایط مطلق بسیار کوچک است. این یک ویژگی جذاب برای دستگاه های اپتوالکترونیک انعطاف پذیر و شفاف است. با این حال برای افزایش جذب SLG بسیار مورد علاقه است. یک رویکرد برای افزایش جذب براساس یکی کردن در میکروکاوی نوری یا حفره های کریستال فوتونی سطحی است. حفره گزارش شده در مرجع 75 (شکل d2)، بازتابنده های توزیع براگ را مورد استفاده قرار داده که شامل لایه های

با یک چهارم طول موج از مواد متفاوت هستند، در حالی که در مرجع 76 آینه فلزی استفاده شد. نور پاسخ درون حفره سطحی قرار دارد و چندین بار از طریق SLG عبور می کند و موجب افزایش جذب می شود. بیش از 60 درصد جذب نور و واکنش پذیری 21 میلی آمپر بر وات به دست آمد. اگرچه حساسیت بهبود یافته به هزینه پهنای باند طیفی به دست می آید، طول موج طراحی را می توان طوری انتخاب کرد، که یک حفره نوری با تلفات کم در محدوده طول موج مورد نظر قرار گیرد.

یک رویکرد دیگر شامل ترکیب همپوشانی گرافن با یک موجبر نوری است. این در شکل 2f نشان داده شده است (مرجع 21). مدل نوری در یک موجبر سیلیکون بر روی عایق از طریق یک دم ناپایدار با یک SLG که در بالا قرار دارد جفت می شود. یک پاسخ نوری تقریباً مسطح در مقابل پنجره های مخابرات تمام نوری (از O- به U-band) نشان داده شده است، که فراتر از دامنه طول موج حسگر های Ge است (قابلیت پاسخ دهی از جنبه بلندی طول موج توسط شکاف باند Ge محدود شده است). پهنای باند بیش از 20 گیگاهرتز و یک چشم باز با 12 گیگابایت بر ثانیه بدست آمد که نشان دهنده پتانسیل انتقال داده با سرعت بالا بود. پاسخ دهی های گزارش شده در محدوده 0.05-0.13 آمپر بر وات در مقابل حسگر های نوری پیشرفته ی ساخته شده از GeSn (Ref. 79) است که هنوز یکی از مناسب ترین انتخاب ها برای حسگر های نوری سازگار با Si برای باندهای با طول موج های بلند (L و U) می باشد.

یک روش سوم برای افزایش پاسخ نوری شامل استفاده از افزایش میدان ناشی از تحریک پلاسمون های سطحی می شود. پلاسمون های محلی در نانوساختارهای فلزی برای اولین بار در ترکیب با گرافن برای دستیابی به پراکندگی رامان با سطح بالا 80 و برای تحقق پیشرفت های میدان های قوی در شکاف های زیر نانومتری مورد استفاده قرار گرفتند. سپس این کار با قرار دادن نانوساختارهای پلاسمونی در نزدیکی اتصالات، (شکل 3a, b) که به بهبود قابل توجهی در عملکرد منجر شد، انجام می شود (شکل 3d). به عنوان یک مزیت اضافی، نانوساختارهای با رزونانس هندسی در طول موج های مورد نظر می تواند برای تقویت انتخابی مورد استفاده قرار گیرد، به طور بالقوه اجازه می دهد فیلتر کردن و تشخیص نور، و همچنین تعیین قطبش در یک دستگاه واحد انجام شود. عملکرد فرکانس را می توان در مقایسه با دستگاه های سنتی بهبود داد، به عنوان ساختارهای پلاسمونی تنها سهم ناچیز را به ظرفیت (بخشی از فمتوفاراد)

اضافه می کند، اما می تواند به طور قابل توجهی مقاومت تماسی را کاهش دهد. یکی دیگر از راه حل این است که برداشتن نور را در ناحیه دیگری از دستگاه انجام دهیم و آن را به اتصال گرافن منتقل کنیم.

یک روش چهارم برای ارتقاء حسگر نوری بهره وری از افزایش میدان توسط پلاسمون ها است، اما در این مورد افزایش از نوسانات بار جمعی ذاتی مایع الکترون D2 در داخل گرافن حاصل می شود (شکل 3c، e). توانایی تنظیم طول موج پلازما و طول عمر توسط گیتینگ یا دوپینگ می تواند برای بسیاری از کاربردها بسیار مهم باشد. تحرک پذیری بسیار خوب حامل در گرافن و ویژگی D2 آن باعث افزایش شدید بهبود تماس بین نور و گرافن می شود که منجر به افزایش جذب نور می شود. حالت ایده آل این خواهد بود که خود گرافن به عنوان ابزار تقویت کننده حسگر نور و پلاسمونیک استفاده شود. در واقع، آرایه های نانوربین گرافن روی SiO2 با عرض های مختلف به عنوان دمای اتاق و حسگر نوری IR قابل تنظیم نشان داده شده است. همانطور که در شکل 3e نشان داده شده است، برای یک آشکارساز متشکل از یک آرایه از نانوربین گرافنی 140 نانومتری، بهبود، 1500٪ است.

حسگرهای نوری ناهمگن گرافن-نیمه هادی. اتصالات سطحی پلان های گرافن و عناصر گروه IV و همچنین نیمه هادی های ترکیبی می توانند به عنوان دیودهای شاتکی عمل کنند. ویژگی های الکتریکی این دستگاه ها رفتار یکسوسازی، با یک مانع انرژی وابسته به مواد نیمه هادی، نشان می دهند. برای نور کم تاریک، حسگر نور نیمه هادی-گرافن تحت بایاس معکوس عمل می کنند، و مشخصات باند مربوطه در شکل 2e نشان داده شده است. جذب نوری در نیمه رسانا اتفاق می افتد، در حالی که SLG به عنوان یک جمع کننده حامل بار شفاف عمل می کند.

همانطور که در شکل 2g نشان داده شده است. حسگر نوری نیمه هادی-گرافن با یک پاسخ دیود نوری خطی معمولی (خط قرمز خطی) متفاوت است: جریان نوری برای ولتاژ بایاس کوچک VB متوقف شده، از آنجا که Ef، Vb را در گرافن کنترل می کند، از این رو کنترل تعداد حالت های موجود برای حفره های برانگیخته شده با نور تزریق شده از نیمه هادی تحت نور را نیز انجام می دهد. این ویژگی پاسخ دهی با قابلیت تنظیم ولتاژ (تا 0.435 آمپر بر وات) را برای کنترل روشنایی و عملکرد فعال در یک محدوده دینامیکی وسیع با اندازه مرتبه 6 فراهم کرده است.

محدوده طیفی به وسیله برانگیختن الکترون در گرافن به سمت طول موج های کمتر از شکاف باند رفته تا به انرژی بالاتر از مانع شاتکی (عملیات نوری داخلی) افزایش یابد. در اتصالات Si-گرافن، $IQE = 10\%$ (برای مقایسه، $IQE \approx 1\%$ در دیودهای شاتکی معمولی) در طول موج های مخابراتی به دست آمد و یک دستگاه موجبر یکپارچه امکان تشخیص MIR با 0.13 آمپر بر وات را فراهم کرد، که راه را برای حسگرهای نوری MIR با عملکرد بالا و هزینه کم هموار کرد.

بولومتر مبتنی بر گرافن. با بایاس کردن SLG، پاسخهای بولومتری در دمای اتاق اندازه گیری شد (31،94). در مرجع. 31 گزارش شده است که دو مکانیزم باعث ایجاد جریان نوری بولومتری با علامت مخالف می شوند: حامل هایی که بیش از اندازه توسط نور القاء شده اند، موجب افزایش هدایت می شوند، در حالی که وابستگی دمای قابلیت تحرک پذیری باعث کاهش هدایت می شود. با تغییر EF، می توانید کنترل کنید که کدام مکانیزم غالب باشد 31. در نزدیکی نقطه دیراک، که در آن چگالی حامل کمترین مقدار را دارد، اثرات PV حاکم است، در حالی که اثرات PTE تا حد زیادی غالب است 31.

با این حال، وابستگی دمای ضعیف مقاومت الکتریکی در گرافن، یک چالش عمده برای خواندن dT از طریق اندازه گیری های انتقال الکتریکی است. به همین دلیل پاسخ دهی 0.2 میلی آمپر بر وات برای آشکارسازهای بالومتریک گرافنی در دمای اتاق اندازه گیری شد. برای حل این مشکل، یک دستگاه BLG دوگیتی با یک گیت بالای اپتیکی شفاف استفاده شد (شکل a4) تا یک شکاف باند در نقطه دایرک باز کند و وابستگی مقاومت T_e را به دست آورد. این دستگاه در زیر نور MIR (10.6 میکرومتر) با استفاده از یک پیکربندی چهار ترمیناله اندازه گیری شد و پاسخ نوری به بولومتری داده شد. مقاومت حرارتی، نشان داده شده در شکل c4، دارای وابستگی $T^{-3.45}$ بود، که تقریباً با تئوری مورد انتظار T^{-3} برای خنک کردن فونون (بدون اختلال) مطابقت داشت. آشکارساز عملکرد عالی نشان می دهد: $NEP \approx 33 \text{ fW Hz}^{-0.5}$ در $T = 5 \text{ K}$ (چندین بار پایینتر از Si تجاری یا بالومترهای ابررسانایی) و پهنای باند ذاتی بیش از 1 گیگاهرتز (3-5 مرتبه بالاتر). روشی دیگر برای پیاده سازی مقاومت گرافنی وابسته به دما این است که سیستم

الکترونیکی را به وسیله اضافه کردن اختلال به ناحیه موقعیت یابی قوی درایو کنیم. با استفاده از فیلم های گرافن معیوب در دمای پایین می توان این کار را انجام داد.

شکل b4 یک بالومتر با پیوند تونلی گرافن-ابرسانا را نشان می دهد. اگر چه دستگاه در ref. 101- با امواج رادیویی اندازه گیری شد، این مفهوم را می توان برای تشخیص نوری هم استفاده کرد. برای بررسی اخیر به مرجع 1.2 مراجعه کنید.

ترانزیستورهای ترکیبی نوری. تشخیص فوتون در شدت بسیار کم، حتی نزدیک شدن به سطح تک فوتون، نیاز به یک مکانیسم بهره دارد که بتواند حامل های الکتریکی چندگانه در هر فوتون مستقل را فراهم کند. این را می توان با استفاده از بیشتر کردن حساسیت روی مراکزی که نور را به طور موثر جذب می کنند، پس انتقال الکترون ها یا حفره ها به هادی (اثر فتوگیتینگ) به دست آورد. نتیجه، یک شیفت در منحنی ولتاژ معمولی نسبت به ولتاژ گیت، همانطور که در شکل b5 نشان داده شده است، می باشد. گرافن به دلیل تحرک بالا (زمان انتقال حامل کوتاه)، انتخابی عالی برای تشخیص نور با بهره بالا در دمای اتاق است. همچنین به علت داشتن مواد D2، هدایت آن به اختلالات الکترواستاتیکی توسط حامل های نزدیک به سطح تولید شده به وسیله نور، بسیار حساس است.

نمونه هایی از ذرات جذب کننده نور که برای بالا بردن حساسیت گرافن استفاده شده اند، QD کلوئیدی ساخته شده از PbS (105.Refs 106؛ شکل a5)، CdS (Ref. 107) یا ZnO (Ref. 108) هستند. QDs می تواند جذب نور قوی و قابلیت تنظیم باند گذر را داشته باشند، قابل کنترل با تغییر سایز باشند و می توانند دامنه جذب را از فرابنفش تا SWIR پوشش دهند. آنها می توانند در محلول پردازش شوند و با چرخش پوشش، چاپ تماس، یا تکنیک های جوهر افشان قرار گیرند. علاوه بر این، لیگاندهای سطح QD را می توان برای بهینه سازی انتقال بار بین خود QD ها و بین QD ها و گرافن طراحی کرد. حسگرهای نوری رسانای نور گرافنی حساس شده هیبریدی، با استفاده از PbS کلوئیدی یا ZnO QDs به عنوان رسانه جذب کننده نور شناخته شده است. میزان جذب نور موثر و انتقال شارژ با کل $QE \sim 25\%$ گزارش شده است. بهره بالا، برای گرافن با PbS QDs، که برای $Rph \sim 107$ آمپر بر وات (در دمای اتاق) برای شدت کم نور 10 تا 14 W بود، تا 10^8 مشاهده شد. با توجه به QE بالا ($< 25\%$)، سرعت تصویربرداری

ویدئویی ~ 30-60 هرتز و NEP تخمین زده شده ~ 10-17 وات، این سیستم ترکیبی یک پلتفرم امیدوار کننده برای برنامه های قابل مشاهده و کاربردهای SWIR است.

گرافن پوشش داده شده با بیومولکول ها، همچنین، اثرات photogating برای نور مرئی را، همانند نمونه های ترکیب شده با آنتن های نانو فلزی، نشان می دهد. به طور خاص، دومی طیف گسترده ای از حساسیت طول موج را ارائه می دهد که توسط تنظیم رزونانس پلاسمون از طریق شکل آنتن به دست آمده است، که بالقوه محدوده طول موج IR را نیز پوشش می دهد.

حسگرهای نوری تراهرتز. با توجه به انرژی کم فوتون های مرتبط، پرتو THz (0.1-10 THz، 30 تا 300 میکرومتر) می تواند به دی الکتریک هایی که به طور معمول مورد استفاده قرار می گیرند و به نور مرئی و نور MIR متبلور هستند، نفوذ کند. این عمل، تشخیص ویژگی های خاص اسپکتروسکوپی ماده را با یک دقت زیر میلیمتری محدود، امکان پذیر می کند. با توجه به تحرک پذیری زیاد آن، گرافن یک ماده بسیار امیدوار کننده در مقابل FIR برای توسعه حسگرهایی است که در دمای اتاق عمل می کند، و کارایی بالایی در دمای اتاق و پهنای باند طیفی بالا که محدوده THz کامل (0.1-10 THz) را پوشش می دهد دارد. گرافن از امواج پلاسما THz که به طور بالقوه میرا هستند، (برای مقیاس های طولی قابل مقایسه با فاصله سورس تا درین) در دستگاه های با تحرک پذیری بالا را پشتیبانی می کند، و امکان تشخیص رزونانس در FET را ایجاد می کند. یک طرح تشخیص THz بر اساس یک BLG-FET با گیت پشتی، همراه با یک لایه متقاطع با ثابت دی الکتریک بالا، که در آن تولید جفت h-e در بخش تخلیه FET صورت می گیرد، در Ref. 117 پیشنهاد شده است. تغییرات مرتبط در جریان الکترون سورس-درین متناسب با توان تراهرتز بازگشتی برآورد شده است. اخیراً، در ref. 118 پیشنهاد شده است که گرافن می تواند برای دستگاه های جدید پلاسما موج THz استفاده شود.

تشخیص در درجه حرارت اتاق در سراسر FIR در FET های پلاسما موج SLG و BLG، با استفاده از پیکربندی اتصال آنتن به بالای گیت (شکل a6) برای تحریک پلاسما موج میرا در کانال FET، انجام می شود. آنتن های دنداندار دایره ای که در انتهای الکتروود سورس و گیت استفاده می شوند، برای جفت شدن پرتو 0.3-THz از یک منبع الکترونیکی

مورد استفاده قرار می گیرند. وابستگی اندازه گیری شده ولتاژ نوری V_{ph} به $(d\sigma / dV_G)$ ($1 / \sigma$) با ولتاژ گیت V_G ، در توافق کیفی با پیش بینی یک مدل نظری توزیع شده، نشان داده شده است، در نتیجه اثبات می شود که حسگرها در به اصطلاح پهنای باند ناحیه میرای شدید برای عمل کردن نیاز دارند. یک حداکثر $R_v = 1.3 \text{ VW}^{-1}$ (یا $R_{ph} = 1.3 \text{ mA W}^{-1}$ در حالت جریان نوری) و حداقل $1 \text{ nW NEP} \sim \text{Hz}^{-0.5}$ گزارش شده است (شکل c6)، که سبب قابل صدور ساختن تکنولوژی پیشنهادی در یک تنظیمات واقع گرایانه می شود و محیط بزرگ و تصویربرداری سریع از نمونه های ماکروسکوپی را امکان پذیر می کند (شکل d6). آزمایش های بیشتر در فرکانس های بالاتر (3.11 THz) برای FET های گرافنی با آنتن متصل و گیت پشتی، سیگنال های فوتو ولتاژ چند میکروولت را نشان می دهد.

آشکارسازهای THz باند پهن مبتنی بر گرافن که در دمای اتاق کار می کنند، با $R_v \sim 5 \text{ nA W}^{-1}$ و زمان پاسخ سریع ($\sim 50 \text{ ps}$) در 2.5 THz نشان داده شده است که باعث می شود آنها برای برنامه های زمانبندی مناسب باشند. دستگاه در مرجع 120 یک آنتن 120 THz با ثبت داده دوره ای با یک شانه مرکزی متصل شامل می شود که تماس الکتریکی به SLG را فراهم می کند. آشکارسازهای THE گرافنی PTE، که در 2.5 THz کار می کنند و براساس SLG خالص شده با الگوی تماس های فلز نامتقارن هستند نیز گزارش شده است.

حسگرهای نوری مبتنی بر مواد دیگر D2. خواص بدنه TMD برای چندین دهه مورد بررسی قرار گرفته است و تلاش برای تولید لایه های D2 با کار پیشگام Frindt و Yoffe در سال 1963 آغاز شده است. خواص ساختاری و نوری MoS2 تک لایه (L-MoS2) از زمان 1980 بررسی شده است. اما فقط به دنبال گرافن است که تحقیقات در مورد مواد دیگر D2 احیا شده است. به طور خاص، اکنون روشن است که آنها دارای پتانسیل بالایی برای برنامه های کاربردی در اپتوالکترونیک هستند. خواص TMD ها به ضخامت آنها بستگی دارد. به عنوان مثال، MoS2 یک باند گذر غیرمستقیم بدنه 1.3 الکترون ولتی دارد که یک باند گذر مستقیم 1.8 eV در L-MoS21 می شود (125 refs.126). این تغییرات خواص نوری مانند طیف جذب و فوتولومینسانس را تغییر می دهد. افزایش 1000 برابر تولید کوانتوم لومینسانس برای L-MoS21 در مقایسه با بدنه MoS2 در مرجع 125 حاصل شده است. قطبش دره که توسط پمپ

اپتیکی کنترل می شود نیز در L-MoS21 نشان داده شده است و قطبش آن در طول بیش از 1 نانومتر نگهداری می شود.

در مقایسه با نیمه هادی های کلاسیک با باند گذر مستقیم ، TMD ها می توانند در زمینه الکترونیک نوری مزایای بیشتری را به دلیل انعطاف پذیری مکانیکی و پردازش آسان آنها ارائه دهند. بیشتر حسگرهای نوری مبتنی بر TMD تحت بایاس، به عنوان یک فوتودیود (شکل a-c7) و یا هدایت کننده نوری (شکل d-f7) عمل می کنند. به عنوان مثال، حسگرهای L-MoS21 رسانای نوری با پاسخ دهی نوری خارجی بسیار بالای 880 AW^{-1} (Ref 130)؛ شکل (f, e7) شناخته شده اند، اما با زمان پاسخ بسیار طولانی (~ 9 ثانیه)، و حسگرها GaTe با $R_{ph} = 104 \text{ AW}^{-1}$ و زمان پاسخ 6 میلی ثانیه گزارش شده اند. علاوه بر این، توانایی تنظیم باند گذر با تغییر تعداد لایه ها، امکان تشخیص نور در طول موج های مختلف را فراهم کرد. محدودیت های این دستگاه ها - جریان تاریک بزرگ و پاسخ های فرکانسی کمتر از 1 هرتز - با استفاده از الکتروود های گیت های جدا در زیر یک 1L-WSe_2 برای تحقق یک دیود نوری p-n مورد رسیدگی قرار گرفت. حسگرهای نوری بر اساس بسیاری از مواد لایه ای دیگر، از جمله MoS_2 ($R_{ph} = 0.57 \text{ AW}^{-1}$)¹³¹، GaSe ($R_{ph} = 2.8 \text{ AW}^{-1}$)¹³⁵، GaS ($R_{ph} = 19 \text{ AW}^{-1}$)¹³⁶، In_2Se_3 ($R_{ph} = 3.95$)¹³⁷، فسفر سیاه فاکتور¹³⁸ و WS_2 ($R_{ph} = 22 \text{ uA W}^{-1}$)¹³⁹ گزارش شده است. اثر PTE قوی اندازه گیری شده در اتصالات فلزی TMD همچنین می تواند برای کاربردهای تولید توان حرارتی مفید باشد.

TMD ها یک تصویر خوب از طیف گسترده ای از خواص اپتیک ارائه شده توسط کریستال D2 هستند. یک رویکرد امیدوار کننده برای ترکیب این خواص و ایجاد مواد چند منظوره و با کارایی بالا، شامل استفاده از گرافن با سایر کریستال های D2 در پشته های ناهمگن و دستگاه های ترکیبی است. با ترکیب گرافن با MoS_2 ، یک نوع جدید از دستگاه هیبریدی^{141, 142} نشان داده شد که در آن جذب نور مرئی و به دام انداختن بار توسط لایه MoS_2 با R_{ph} $5 \times 10^8 \text{ AW}^{-1}$ در دمای اتاق، با $QE \approx 32\%$ انجام می شود. سرعت آن به ~ 1 هرتز، به دلیل طول به دام انداختن ~ 1 ثانیه، محدود می شود. یک دستگاه مربوطه که شامل یک جفت SLG انباشته جدا شده توسط یک مانع تونلی نازک است، فتوگیتینگ قوی هدایت کانال و پاسخ باند فوق العاده پهن (-MIR مرئی) را با $R_{ph} > 1 \text{ A W}^{-1}$ در MIR^{143}

نشان داد. مفاهیم ترانزیستور جدید بر مبنای انتقال عمودی بین دو الکتروود گرافن جدا شده از طریق نیتروید بور هگزاگونال، MoS₂ یا WS₂، (شکل a-c7) گزارش شده است. دستگاه های هیبرید مشابه برای کاربردهای فوتوتراپی با $R_{ph} \sim 0.1 \text{ A W}^{-1}$ و $\%EQE \approx 30$ پتانسیل بالایی نشان داده اند. در این دستگاهها، لایه های گرافین به عنوان الکتروود قابل تنظیم تابع کار استفاده می شوند، در حالیکه TMD ها به عنوان مواد فعال نوری به کار رفته اند، که اثر متقابل نور و ماده جذب فوتون را نشان می دهد. جفت الکترون حفره در TMD ایجاد شده و بین دو لایه گرافن همسایه تقسیم شده است، بنابراین استفاده از کل اتصال گرافن-TMD برای تولید جریان نور را منجر می شود.

زمینه های کاربردی، چالش ها و دیدگاه ها

ما در حال حاضر در مورد عملکرد پلتفرم های تشخیص نور GRM مدرن کنونی بحث می کنیم. از آنجایی که گرافن به طور متمایز به عنوان یک سیستم مادی متفاوت است، دارای مزایا و معایبی نیز می باشد، و ما با چالش هایی مواجه هستیم که برای دستیابی به رقابت در زمینه های کاربردی مختلف مورد توجه قرار می گیرند. پارامترهای عملکرد GRM در جدول 1 نشان داده شده اند.

برنامه های کاربردی با سرعت بالا. تشخیص نور با سرعت بالاتر از فناوری های موجود برای ارتباطات نوری مورد علاقه ما است. پهنای باند ذاتی حسگرهای نوری مبتنی بر گرافن به 262 گیگاهرتز می رسد. با توجه به جذب باند پهن گرافن، ضریب جذب نور برای دیدن، NIR و SWIR، با بهره گیری از ادغام با موجک یا پیشرفت های پلاسمونیک، نسبتا ثابت (تا $3 \mu\text{m}$ ؛ Ref 149) با R_{ph} تا $\sim 0.13 \text{ AW}^{-1}$ نشان داده شده است. از لحاظ پهنای باند، گرافن می تواند از تکنولوژی های دیگر که برای ارتباطات نوری مورد بررسی قرار می گیرند، از جمله یکپارچه سازی همگن III-V ($> 300 \text{ GHz}$)، Ge (Refs 151)، 152، فراتر عمل کند. حسگرهای نوری با سرعت بالا نیز با نیمه هادی III-V ($> 300 \text{ GHz}$) تحقق یافته است، اما با فناوری های نوری و الکترونیکی Si به سختی سازگار است. یک چالش مهم برای حسگرهای نوری مبتنی بر گرافن همچنان افزایش پاسخ دهی و ناحیه تشخیص موثر است. پشته های ساختار همگن از مواد D2 برای استخراج جریان نوری عمودی دارای ناحیه تشخیص بزرگ هستند و بنابراین ممکن است موضوع دوم را حل کنند. مزیت دیگری بر فن آوری های موجود این است که گرافن یک پلت فرم برای مدولاسیون و تشخیص نور با

سرعت بالا در یک تراشه است. اگر چه عناصر ترکی شناخته شده است، مجتمع کردن یک لینک تمام نوری و پیاده سازی مدارهای باقی مانده در مقیاس بزرگ، یک چالش مهم باقی مانده است. نتایج در مرجع 73 نشان می دهد به رغم آرامش در زمان بندی بسیار سریع، توزیع ناهمسانگردی نور تولید شده از جنبش حامل ها می تواند در اندازه گیری های الکتریکی دیده شود. این ممکن است راه را برای حسگرهای نوری مبتنی بر گرافن که می تواند نور بازگشتی و قطبش آن را در زمان بندی فوق العاده سریع تشخیص دهد باز می کند، که با ثابت زمانی که سرعت را محدود می کند مقابله می کند.

تشخیص بسیار حساس. تشخیص نور با حساسیت بسیار بالا برای بسیاری از کاربردها مانند حسگر از راه دور، تصویربرداری بیومدیکال، ارتباطات نوری و حسگر گاز عملکرد گسترده ای دارد. برای کاربردهایی که شفافیت و انعطاف پذیری مهم هستند، دیودهای نوری مبتنی بر GRM یک جایگزین امیدوار کننده هستند. برای کاربردهایی که در آن به تشخیص SWIR تا MIR مورد نیاز است، Si جاذب مناسبی نیست و نیمه هادی III-V جایگزین ارائه می دهد، اما هزینه و پیچیدگی آن ها با ادغام با الکترونیک خواندن Si بالا می رود. دیودهای نوری مبتنی بر GRM، رساناهای نوری و ترانزیستورهای نوری هیبرید به ویژه امیدوار کننده هستند؛ زیرا آنها به علت تحرک پذیری بالای GRM، بهره رسانایی نوری بالایی دارند و به ولتاژ بالا نیاز ندارند و می توانند به صورت انحصاری با آرایه های کانال های هوایی چندپیکسلی موجود مبتنی بر Si ترکیب شوند. با حساسیت دادن به GRM، محدوده حساسیت می تواند نور مرئی تا فرابنفش و همچنین SWIR و MIR را پوشش دهد. چالش برجسته این نوع سنسورهای رسانای نور، جریان تاریک است که می تواند توسط مدار خواندن ایجاد شود (مشابه با سیستم های بولومتری). NEP پیش بینی شده ($\sim 10^{-10}$ W 17) و 10^{15} Jones (7×10^{13}) در مقایسه با فناوری های موجود مانند InGaAs است. چالش ها شامل بهبود سرعت (در حال حاضر تا 100 هرتز؛ Ref. 105)، تولید با مقیاس بزرگ و ادغام آرایه های چند پیکسل است. از طرف دیگر، TMD های مبتنی بر فوتودیود p-n دارای حساسیت بالا (به عنوان مثال، 7 Refs، 8 را ببینید) و جریان تاریک کم هستند. بهبود نواحی حساس و تولید در مقیاس بزرگ، مسائلی است که باید مورد توجه قرار گیرد.

تشخیص مادون قرمز. تشخیص نور MIR برای تشخیص بیو، امنیت و تصویربرداری حرارتی مهم است. برای این محدوده فرکانس، گرافن می تواند مزایای جذاب در مقایسه با مواد دیگر را ارائه دهد: پلاسمون های آن می توانند برای افزایش رزونانس جذب برای یک طول موج، که با یک گیت قابل تنظیم است، استفاده شوند که انتخاب طیفی قابل تنظیم را در محل ارائه می دهند. چالش اصلی برجسته این محدوده طول موج، استخراج حامل، به عنوان مثال، با استفاده از اتصالات p-n در سازه های جانبی یا عمودی یا با استفاده از تشخیص بولومتری است. بولومتر گرافنی عملکرد عالی در دمای پایین را، با $NEP \sim 33 \text{ fW Hz}^{-0.5}$ ، نشان می دهد که قابل مقایسه با فن آوری های موجود است. چالش اصلی همچنان مطابقت امپدانس بالای گرافن (ده ها $k\Omega$) با فضای آزاد (377Ω) برای اتصال موثر فوتون است.

تشخیص Terahertz. تشخیص نور از اشعه فرابنفش برای انواع کاربردهای استراتژیک، از تشخیص پزشکی تا کنترل فرآیند، امنیت میهن، مترولوژی و میراث فرهنگی است. آشکارسازهای THz تجاری قابل استفاده براساس عناصر تشخیص حرارتی هستند که هم بسیار آهسته هستند (مدولاسیون 10-400 هرتز و $NEP \sim 10^{-10} \text{ W Hz}^{-0.5}$) و هم نیاز به خنک سازی عمیق دارند (K4 برای بولومترهای الکترون داغ ابررسانا) با وجود بهره برداری از الکترونیک سریع غیر خطی (دیودهای شاتکی) و یا ترانزیستورهای با قابلیت تحرک پذیری بالا معمولاً به فرکانس های زیر THz محدود می شود. حسگرهای گرافنی برای محدوده 0.29-0.38 THz (Ref 62) با $NEP \sim 10^{-9} \text{ W Hz}^{-0.5}$ و در 2 THz با یک (Ref. 121) $NEP \sim 10^{-8} \text{ W Hz}^{-0.5}$ نشان داده شده اند. ترکیبی از مقیاس پذیری در فرکانس های بالاتر، جنبه های ادغام با پلت فرم های Si و پتانسیل برای پیاده سازی دستگاه های انعطاف پذیر، گرافن را به رقیبی برای نسل آینده سیستم های تشخیص THz تبدیل می کند.

به طور خلاصه، پلتفرم های تشخیص نور مبتنی بر GRM ها با سرعت قابل توجهی توسعه می یابند و امید فراوانی برای انواع مختلفی از زمینه های کاربردی ارائه می دهند. برای بسیاری از انواع حسگرها، پارامترهای عملکرد در سطوح برتر یا در مقایسه با فناوری های موجود نشان داده شده است. چالش ها برای نشان دادن پتانسیل کامل آنها و بهره برداری از مزایای متمایز کریستال های D2 باقی می ماند. چشم انداز تجاری سازی نه تنها بر عملکرد حسگر، بلکه بر

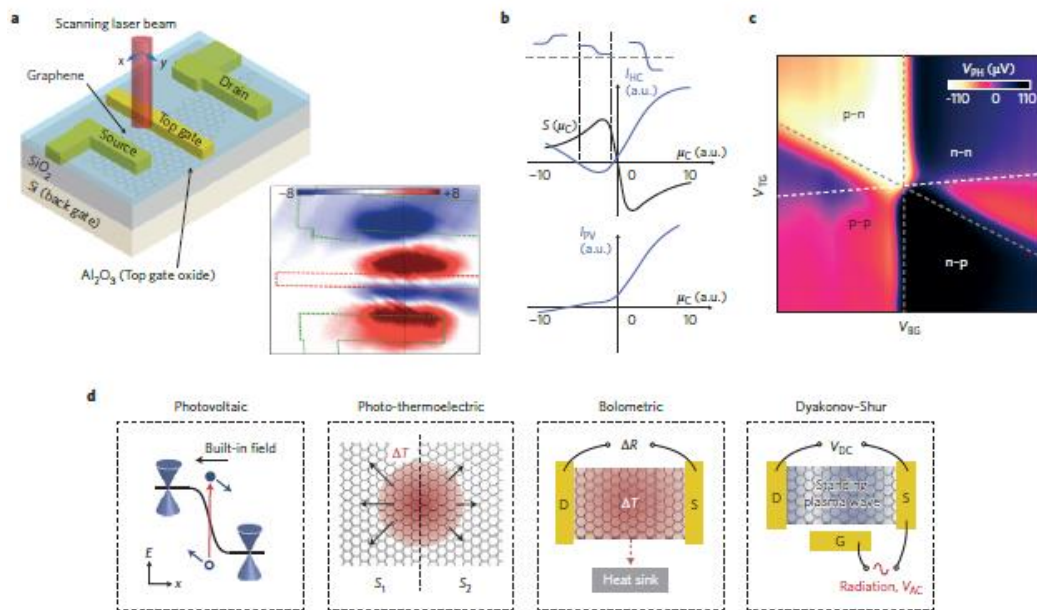
برخی از مزایا و قابلیت های متمایز آن، علاوه بر توانایی تحقق تولید GRM های با کیفیت بالا و مقیاس بزرگ با قیمت پایین، و مجتمع سازی با مقیاس بزرگ با سیستم های موجود فوتونی و الکترونیکی مانند تکنولوژی های CMOS بستگی دارد.

جعبه 1

نور وارد شده به یک دستگاه با انرژی فوتونی Eph و قدرت Pin، مطابق با شار فوتون ورودی $E_{ph} / P_{in} = \phi_{in}$ و شار فوتون جذب شده $\phi_{abs} = \phi_{in} A_{abs}$ ، با کسر جذب است. بهره وری کوانتومی خارجی، EQE برابر با تعداد جفت الکترون-حفره (e-h) جمع شده در هر ثانیه برای تولید Iph است که تقسیم بر تعداد فوتون های برگشتی در ثانیه می شود: $EQE = (I_{ph} / q) / \phi_{in}$ که q شار الکترون است. بازده کوانتومی داخلی (IQE) به روش مشابهی محاسبه می شود، مگر آنکه در این حالت شار فوتون جذب شده در نظر گرفته شود: $IQE = (I_{ph} / q) / \phi_{abs}$. پاسخ دهی یک حسگر نور، جریان فوتونی Iph تقسیم بر توان است: $R_{ph} = I_{ph} / P_{in}$ یا، اگر ولتاژ القاء شده با نور، Vph اندازه گیری شود، $R_v = V_{ph} / P_{in}$. به عنوان مثال، در یک آشکارساز با $EQE \approx 100\%$ ، $R_{ph} = 1 \text{ A W}^{-1}$ برای $E_{ph} = 1 \text{ eV}$. نیروی معادل نویز (NEP) توان سیگنال است که در آن نسبت سیگنال به نویز یک است که معمولاً با واحد $\text{W Hz}^{-0.5}$ بیان می شود. یکی دیگر از معیارها که برای تشخیص عملکرد یک حسگر استفاده می شود، آشکارساز خاص D * است که با $D * = (A \cdot BW) 0.5 / NEP$ داده می شود. D * در $\text{cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ اندازه گیری می شود، این واحد، برای به رسمیت شناختن کارش بر حساسیت سنسورهای تابش پس از R.C.Jones نام گذاری شد، که به موجب آن یک $1 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ جونز است. در اینجا، A ناحیه ای حساس به نور است و BW پهنای باند فرکانسی حسگر است.

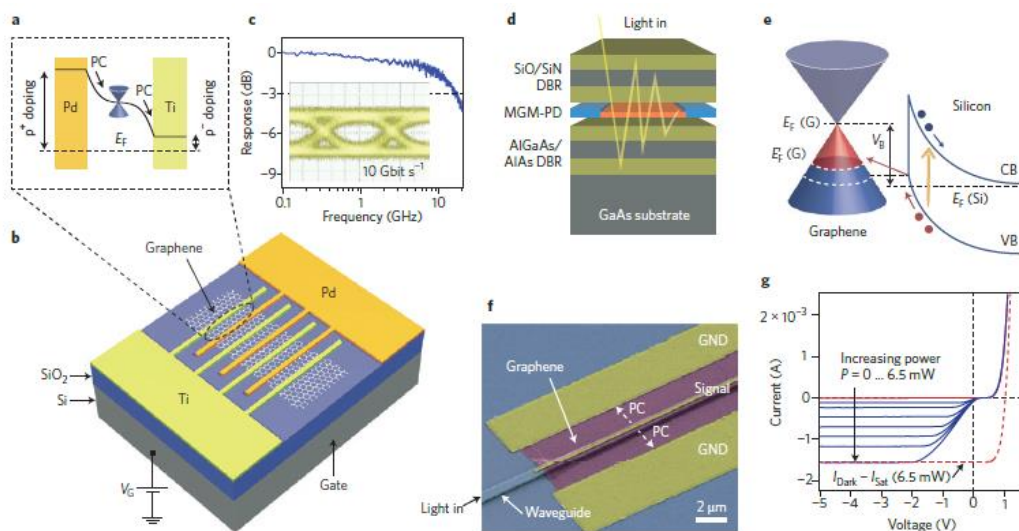
برای بالا بردن حساسیت رسانای نور، بازده کوانتومی خارجی به صورت $QE = \eta_{trans} \eta_{abs}$ تعریف می شود، که η_{trans} بازده انتقال بار و η_{abs} بازده جذب نور است. دومین پارامتر مهم، τ_{tr} ، طول عمر بار ساکن در ذرات است، که تغییرات ناشی از نور در تراکم حامل Δn به صورت خطی با آن مقیاس می شود: $\Delta n = \tau_{tr} \times QE \times \phi_{in}$. حسگرهای رسانای نور اغلب با بهره رسانایی نورسنجیده می شوند، $G_{ph} = (I_{ph} / q) / (\phi_{in} QE)$ ، که تعداد بارهای

بار تشخیص داده شده در هر فوتون مستقل است. این را می توان با نسبت طول عمر حامل های به دام افتاده در طول زمان انتقال رانش، τ_{transit} ، از حامل های بار SLG از سورس به درین تعیین کرد: $G_{\text{ph}} = \tau_{\text{tr}} / \tau_{\text{transit}}$. τ_{transit} توسط میدان اعمال شده مدیریت می شود، بنابراین برای بایاس و تحریک پذیری بیشتر، کوتاه تر است: $\tau_{\text{transit}} = L^2 / (\mu V_{\text{bias}})$. L فاصله جدایی سورس-درین است.



شکل 1 | مکانیزم تشخیص نور a، شکل بالا، از دستگاه با گیت دوگانه استفاده شده تا اثر PTE در ref. 30 را ارزیابی کند. با استفاده از بایاس مناسب به گیت های بالا (VTG) و پشت (VBG)، دو ناحیه گرافن با دوپینگ متفاوت ایجاد می شوند. پایین: اسکن جریان فوتون دستگاه. خطوط متمم نشان دهنده اتصالات (سبز) و گیت (قرمز) است. b، محاسبه جریان نور از حامل های گرم (HC) و اثرات فتوولتائیک (PV). PV در صورت تغییر شرایط برق، علامت را تغییر می دهد، در حالی که مشارکت HC علامت را دو بار تغییر می دهد. پتانسیل شیمیایی μ_C نسبت به نقطه دیراک (خط چین خاکستری) نیز در نمودار بالا ترسیم شده است. c، ولتاژ نوری تابع VBG و VTG است. تغییر شش برابر قطبیت دیده می شود. خط چین خاکستری مقاومت بالا به دست آمده از اندازه گیری انتقال را نشان می دهد. d، نمایش شماتیک چهار مکانیزم تولید جریان نور توضیح داده شده در متن اصلی. اولین پانل: جداسازی الکترون-حفره (حلقه باز و جامد) با یک میدان الکتریکی داخلی. پانل دوم و سوم: منطقه سایه دار قرمز نشان دهنده افزایش دمای

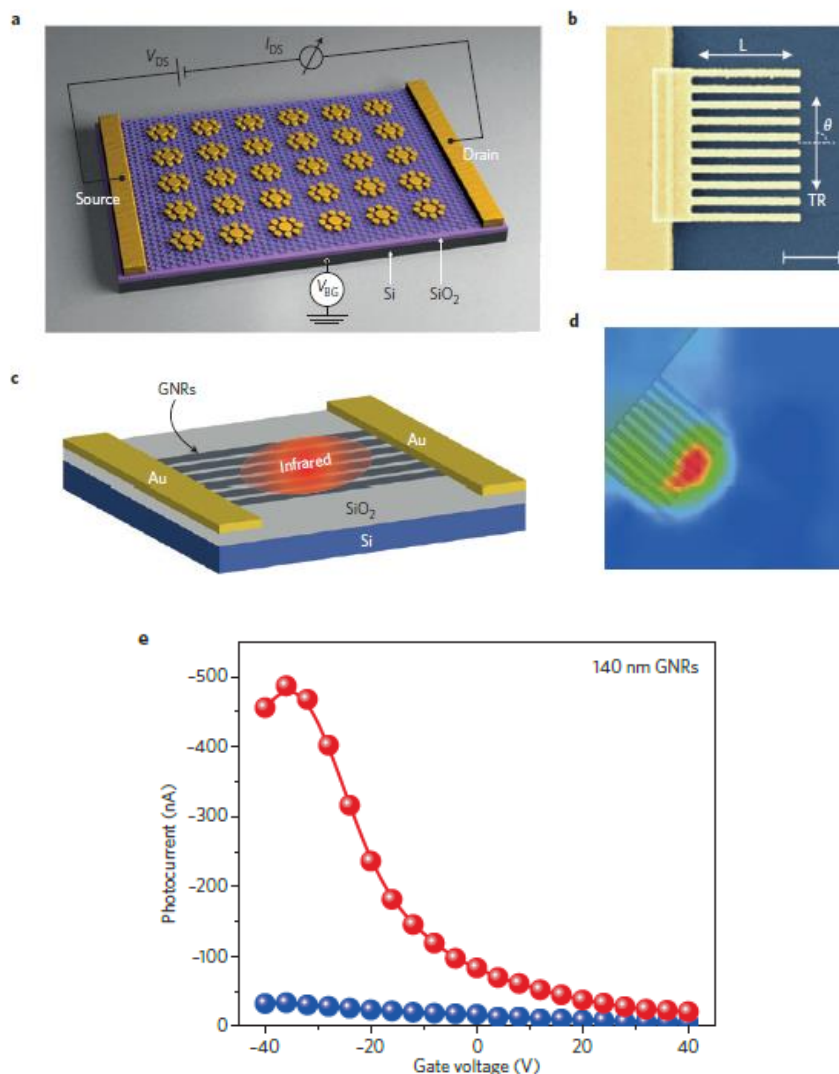
الکترون با ΔT گرادیان درجه حرارت و ΔR مقاومت در سراسر کانال است. $S1$ و $S2$ ، ضریب Seebeck در مناطق گرافن با دوپینگ متفاوت. پانل های سوم و چهارم: S و D نشان دهنده سورس و درین و G گیت است؛ ولتاژ VDC ولتاژ d.c تولید شده توسط نور؛ VAC ، ولتاژ a.c. اعمال شده به گیت. اشکال با مجوز از: a, ref. 30، © 2011 انجمن شیمی آمریکا؛ b, ref. 38، © 2011 انجمن شیمی آمریکا؛ c, ref 37، © 2011 انجمن آمریکایی برای پیشرفت علم است.



شکل 2 | حسگرهای نوری ناهمگن فلزی-گرافن-فلزی و گرافن-نیمه هادی. a، مشخصات باند. این فلش ها جریان الکتریکی را نشان می دهد و مخروط دیراک، نقطه ی خنثی شارژ را نشان می دهد. PC، جریان نور؛ E_F ، سطح فرمی. b، طرح سه بعدی. c، پاسخ فرکانس بالا یک حسگر نور فلز-گرافن-فلز (MGM-PD) با تماس نامتقارن. درج: نمودار چشم. d، طرح شماتیکی یک حسگر نور یکپارچه میکروکواویت. DBR، آینه براگ توزیع شده. e، مشخصات باند (VB و CB، سلول های ولنس و رسانای سیلیکون). f، اسکن تصویر میکروسکوپ الکترونی اسکن از یک دستگاه یکپارچه موجبر. GND، زمین. g، مشخصات I-V یک حسگر نور ناهمگن گرافن-سیلیکون بدون (خط قرمز) و با (خطوط جامد) نور (با افزایش ~ 1 مگاوات). رفتار دیود نوری معمولی ($P = 6.5 \text{ mW}$) به عنوان یک خط چین قرمز نشان داده شده است. بخش قرمز مخروطی دیراک نشان داده شده در e نشان دهنده حفره های تزریقی از سیلیکون است. اشکال با

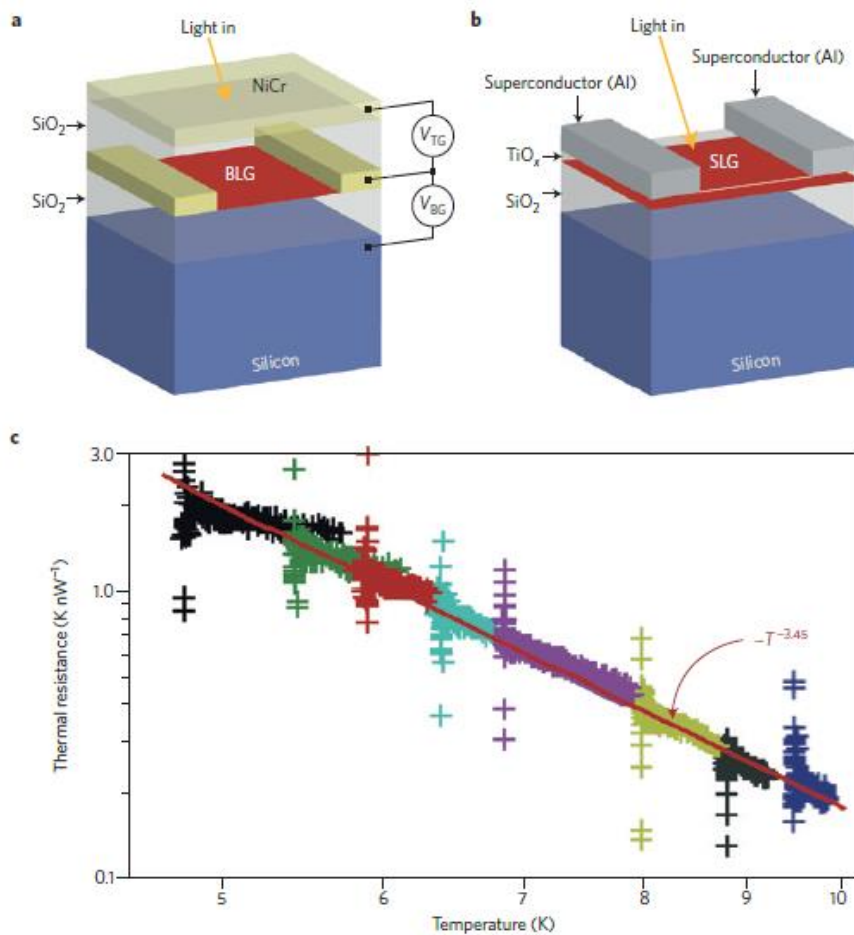
مجوز از: a-c, ref. 19، 2010 گروه انتشارات Nature؛ f, ref. 21، 2013 انتشارات Nature؛ e, g, ref. 90.

© 2013 انجمن شیمی آمریکا.

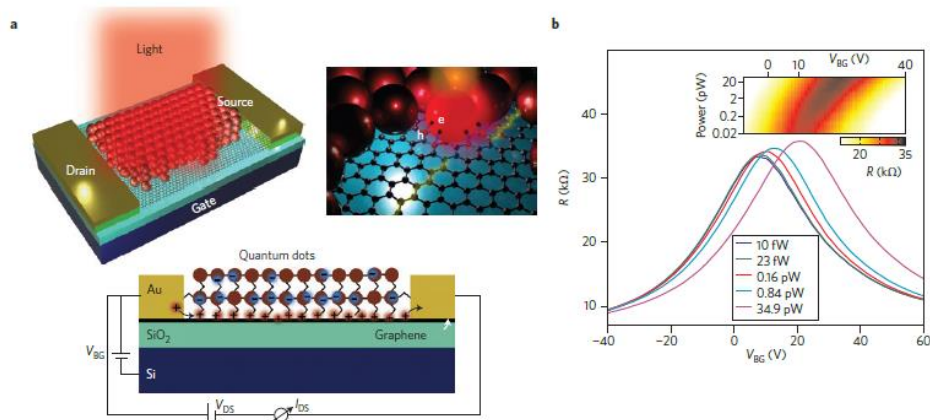


شکل 3 | بهبود تشخیص نور توسط نانوساختارهای پلاسمونی فلزی و پلاسمون های ذاتی. a، شماتیک آنتن های پلاسمونی در SLG. b. یک اتصال ساختار انگشتی. پلاریزه شدن نورهای طولی (L) و عرضی (TR) نشان داده شده است. نوار مقیاس، 1 میکرومتر. c، شماتیک از یک حسگر نور مادون قرمز نانوریبون آرایه ای. d، نقشه ی ولتاژ نوری یکی از اتصالات نانوساختار مانند یکی از موارد نشان داده شده در b. مقیاس رنگ از -4 میکروولت (آبی) تا 12 میکرومتر (قرمز) اجرا می شود. GNRs، نانورویبهای گرافن. e، وابستگی جریان نوری به ولتاژ گیت برای چنین

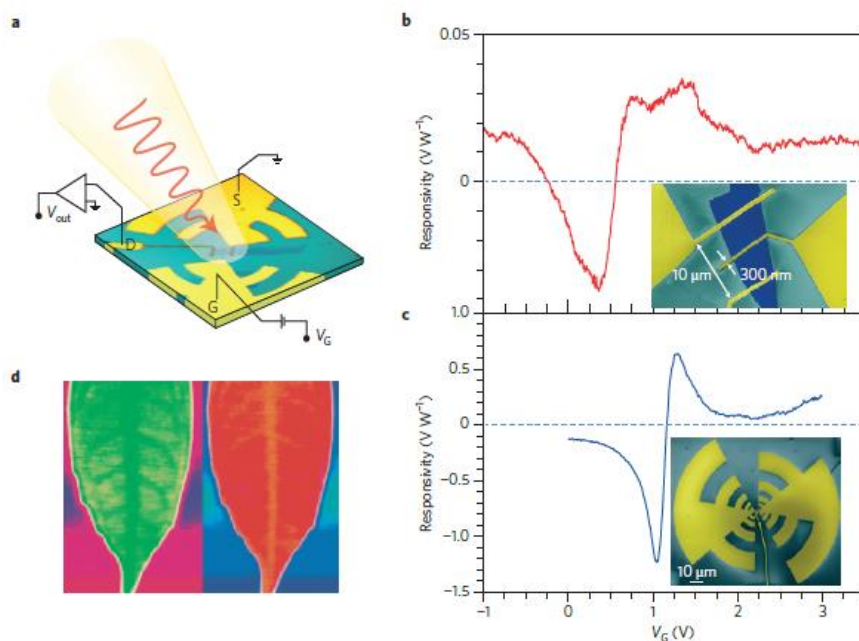
حسگرهایی که (عرض نوار $W = 140$ نانومتر) توسط یک پرتو نور 10.6 میکرومتر با قطبی شدن عمود بر ریبون (کره های قرمز) تولید شده است و که باعث برانگیخته شدن پلاسمون به موازات ریبون ها (کره آبی) که به پلاسمون متصل نیست، می شود. ارقام با مجوز از: a, ref. 113, © 2012 انجمن شیمی آمریکا؛ b, d, ref. 82, 2011 گروه انتشارات Nature؛ c, e, ref. 86, 2013 گروه انتشارات Nature.



شکل 4 | بولومتر بر اساس گرافن. a، ساختار دستگاه یک بالومتر گرافنی دو لایه دو گیتی. V_{TG}، بایاس گیت بالایی؛ V_{BG}، بایاس گیت پستی. b، ساختار دستگاه یک بالومتر اتصال تونلی گرافن-آلومینیوم. c وابستگی دمایی مقاومت حرارتی. خط قرمز نشان دهنده مقیاس درجه حرارت $T^{-3.45}$ است.

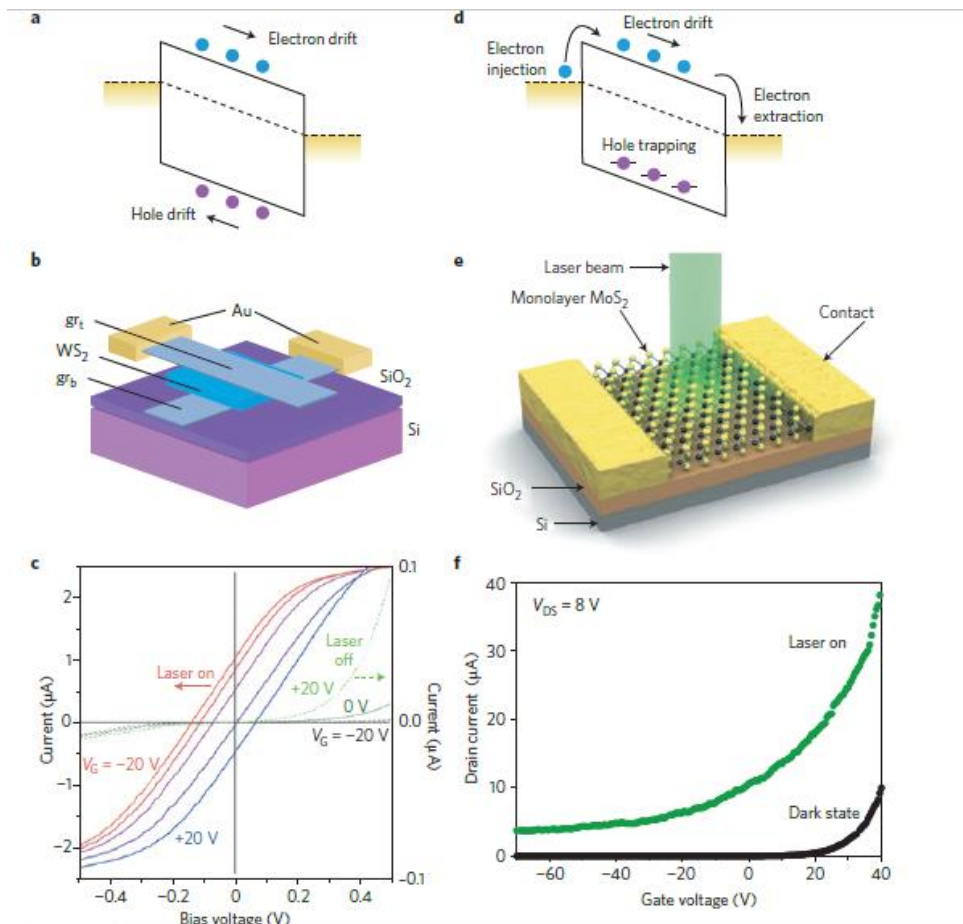


شکل 5 | حسگر نور رسانای نور گرافنی حساس شده. a، حسگرهای نوری مبتنی بر نقاط کوانتومی (بالا و پایین). تصویر سمت راست بالا جدایی eH را در نقطه کوانتوم نشان می دهد. b مقاومت تابعی از ولتاژ گیت پشتی برای ساختار نقطه کوانتوم-گرافن برای افزایش شدت روشنایی است. افزایش روشنایی منجر به یک اثر فوتوگیتینگ می شود که نقطه ی دیراک را به ولتاژ گیت پشتی، VBG بالاتر شبفت می دهد. این دوپینگ نوری حفره گرافنی را نشان می دهد Inset: نقشه مقاومت گرافن به عنوان تابعی از توان نوری است. شکل با مجوز از ref. 105، 2012 گروه انتشارات Nature.



شکل 6 | حسگر تراشه FET گرافن همراه با آنتن تراهرتز. a، حسگر متشکل از یک آنتن دایره ای دندانان ای است که بین سورس و گیت یک SLG-FET طراحی شده است. درین یک خط فلزی پیوسته به سمت پد اتصال است. b، c،

پاسخ دمای اتاق تابعی از ولتاژ گیت، V_G ، برای حسگرهای مبتنی بر (b) SLG-FET و (c) BLG-FET، همانطور که برای دستگاه در ref. 62 اندازه گیری شد، رنگ های مختلف پس زمینه مناطق زیر و در بالای نقطه دایرک را مشخص می کند. مجلات: میکروسکوپ الکترونی اسکن شده. d، تصویر (در 0.3 THz) از یک برگ، که همچنین رگه های برگ را نشان می دهد. شکل با مجوز از ref. 62، 2012 انتشارات Nature.



شکل 7 | تشخیص نور در L-MoS21 و در ساختار همگن SLG / WS2 / SLG. a، نمودار باند از یک حسگر نوری مبتنی بر یک کریستال D2، با توجه به ولتاژ بایاس و موانع کوچک شاتکی در اتصالات. b، طرح کلی یک دستگاه با ساختار همگن SLG / WS2 / SLG، ورق های بالا و پایین گرافنی هستند. c، منحنی های I-V برای ساختار SLG / WS2 / SLG اندازه گیری شده در ref. 147 تحت نور (محور سمت چپ) و در تاریکی (محور راست). d، نمودار باند یک حسگر رسانای نور، با توجه به گیر انداختن حفره. e، نمایش شماتیک از یک حسگر نور 1L-

.MoS₂. f، پاسخ گیتینگ حسگرهای نوری MoS₂ در ref. 30 در حالت های تاریک و درخشان. ارقام دارای مجوز

از: b، c، ref. 147، © 2013 انجمن آمریکایی برای پیشرفت علم؛ e، f، ref. 130، 2013 گروه انتشارات Nature.

جدول 1 پارامترهای عملکرد

Reference	Description	Responsivity	Detector type	Bandwidth	Wavelength	IQE (%)	EQE (%)
18,19	Graphene-metal junction	6.1 mA W ⁻¹	Photocurrent (PV/PTE)	>40 GHz	Visible, NIR	10	0.5
30,37,52	Graphene p-n junction	10 mA W ⁻¹	Photocurrent (PTE)		Visible	35	2.5
20-22	Graphene coupled to waveguide	0.13 A W ⁻¹	Photocurrent (PV/PTE)	>20 GHz	1.3-2.75 μm	10	10
90	Graphene-silicon heterojunction	0.435 A W ⁻¹	Schottky photodiode	1 kHz	0.2-1 μm		65
31	Biased graphene at room temperature	0.2 mA W ⁻¹	Bolometric		Visible, infrared		
94	Dual-gated bilayer-graphene at low temperature	10 ⁵ V W ⁻¹	Bolometric	>1 GHz	10 μm		
105	Hybrid graphene-QD	10 ⁸ A W ⁻¹	Phototransistor	100 Hz	0.3-2 μm	50	25
63	Graphene with THz antenna	1.2 V W ⁻¹	Overdamped plasma waves		1,000 μm		
120	Graphene interdigitated THz antenna	5 nA W ⁻¹	Photovoltaic and photoinduced bolometric	20 GHz	2.5 THz		
147,148	Graphene-TMD-graphene heterostructure	0.1 A W ⁻¹	Vertical photodiode		<650 nm		30
130	Biased MoS ₂	880 A W ⁻¹	Photoconductor	0.1 Hz	<700 nm		
143	Graphene double-layer heterostructure	>1 A W ⁻¹	Phototransistor	1 Hz	0.5-3.2 μm		
7,8,134	WSe ₂ p-n junction	16 mA W ⁻¹	p-n photodiode		<750 nm	60	3
136	GaS nanosheet	19.1 A W ⁻¹	Photoconductor	>10 Hz	0.25-0.5 μm		

References

1. Bonaccorso, F., Sun, Z., Hasan, T. & Ferrari, A. C. Graphene photonics and optoelectronics. *Nature Photon.* **4**, 611–622 (2010).
2. Ferrari, A. C. *et al.* Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale* (in the press).
3. Sun, Z. *et al.* Graphene mode-locked ultrafast laser. *ACS Nano* **4**, 803–810 (2010).
4. Koppens, F. H. L., Chang, D. E. & García de Abajo, F. J. Graphene plasmonics: A platform for strong light–matter interactions. *Nano Lett.* **11**, 3370–3377 (2011).
5. Grigorenko, A. N., Polini, M. & Novoselov, K. S. Graphene plasmonics. *Nature Photon.* **6**, 749–758 (2012).
6. Kim, K. S. *et al.* Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes. *Nature* **457**, 706–710 (2009).
7. Pospischil, A., Furchi, M. M. & Mueller, T. Solar-energy conversion and light emission in an atomic monolayer p–n diode. *Nature Nanotech.* **9**, 257–261 (2014).
8. Baugher, B. W. H., Churchill, H. O. H., Yang, Y. & Jarillo-Herrero, P. Optoelectronic devices based on electrically tunable p–n diodes in a monolayer dichalcogenide. *Nature Nanotech.* **9**, 262–267 (2014).
9. Liu, M. *et al.* A graphene-based broadband optical modulator. *Nature* **474**, 64–67 (2011).
10. Low, T. & Avouris, P. Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications. *ACS Nano* **8**, 1086–1101 (2014).
11. Dawlaty, J. M., Shivaraman, S., Chandrashekar, M., Rana, F. & Spencer, M. G. Measurement of ultrafast carrier dynamics in epitaxial graphene. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 42116 (2008).
12. Brida, D. *et al.* Ultrafast collinear scattering and carrier multiplication in graphene. *Nature Commun.* **4**, 1987 (2013).
13. Dawlaty, J. M. *et al.* Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 131905 (2008).
14. Nair, R. R. *et al.* Fine structure constant defines visual transparency of graphene. *Science* **320**, 1308 (2008).
15. Kuzmenko, A. B., van Heumen, E., Carbone, F. & van der Marel, D. Universal optical conductance of graphite. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 117401 (2008).
16. Li, Z. Q. *et al.* Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy. *Nature Phys.* **4**, 532–535 (2008).
17. Wang, F. *et al.* Gate-variable optical transitions in graphene. *Science* **320**, 206–209 (2008).
18. Xia, F., Mueller, T., Lin, Y.-M., Valdes-Garcia, A. & Avouris, P. Ultrafast graphene photodetector. *Nature Nanotech.* **4**, 839–843 (2009).
19. Mueller, T., Xia, F. & Avouris, P. Graphene photodetectors for high-speed optical communications. *Nature Photon.* **4**, 297–301 (2010).
20. Gan, X. *et al.* Chip-integrated ultrafast graphene photodetector with high responsivity. *Nature Photon.* **7**, 883–887 (2013).
21. Pospischil, A. *et al.* CMOS-compatible graphene photodetector covering all optical communication bands. *Nature Photon.* **7**, 892–896 (2013).
22. Wang, X., Cheng, Z., Xu, K., Tsang, H. K. & Xu, J. High-responsivity graphene/silicon-heterostructure waveguide photodetectors. *Nature Photon.* **7**, 888–891 (2013).

23. Novoselov, K. S. & Castro Neto, A. H. Two-dimensional crystals-based heterostructures: materials with tailored properties. *Phys. Scripta* **T146**, 014006 (2012).
24. Bonaccorso, F. *et al.* Production and processing of graphene and 2D crystals. *Mater. Today* **15**, 564–589 (December, 2012).
25. Wilson, J. A. & Yoffe, A. D. The transition metal dichalcogenides discussion and interpretation of the observed optical, electrical and structural properties. *Adv. Phys.* **18**, 193–335 (1969).
26. Peters, E. C., Lee, E. J. H., Burghard, M. & Kern, K. Gate dependent photocurrents at a graphene p–n junction. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 193102 (2010).
27. Rao, G., Freitag, M., Chiu, H.-Y., Sundaram, R. S. & Avouris, P. Raman and photocurrent imaging of electrical stress-induced p–n junctions in graphene. *ACS Nano* **5**, 5848–5854 (2011).
28. Mueller, T., Xia, F., Freitag, M., Tsang, J. & Avouris, P. Role of contacts in graphene transistors: A scanning photocurrent study. *Phys. Rev. B* **79**, 245430 (2009).
29. Farmer, D. B. *et al.* Chemical doping and electron-hole conduction asymmetry in graphene devices. *Nano Lett.* **9**, 388–392 (2009).
30. Lemme, M. C. *et al.* Gate-activated photoresponse in a graphene p-n junction. *Nano Lett.* **11**, 4134–4137 (2011).
31. Freitag, M., Low, T., Xia, F. & Avouris, P. Photoconductivity of biased graphene. *Nature Photon.* **7**, 53–59 (2012).
32. Kim, R., Perebeinos, V. & Avouris, P. Relaxation of optically excited carriers in graphene. *Phys. Rev. B* **84**, 075449 (2011).
33. Malic, E., Winzer, T., Bobkin, E. & Knorr, A. Microscopic theory of absorption and ultrafast many-particle kinetics in graphene. *Phys. Rev. B* **84**, 205406 (2011).
34. Tomadin, A., Brida, D., Cerullo, G., Ferrari, A. C. & Polini, M. Nonequilibrium dynamics of photoexcited electrons in graphene: Collinear scattering, Auger processes, and the impact of screening. *Phys. Rev. B* **88**, 035430 (2013).
35. Winzer, T., Knorr, A. & Malic, E. Carrier multiplication in graphene. *Nano Lett.* **10**, 4839–4843 (2010).
36. Xu, X., Gabor, N. M., Alden, J. S., van der Zande, A. M. & McEuen, P. L. Photo-thermoelectric effect at a graphene interface junction. *Nano Lett.* **10**, 562–566 (2010).
37. Gabor, N. M. *et al.* Hot carrier-assisted intrinsic photoresponse in graphene. *Science* **334**, 648–52 (2011).
38. Song, J. C. W., Rudner, M. S., Marcus, C. M. & Levitov, L. S. Hot carrier transport and photocurrent response in graphene. *Nano Lett.* **11**, 4688–4692 (2011).
39. Sun, D. *et al.* Ultrafast hot-carrier-dominated photocurrent in graphene. *Nature Nanotech.* **7**, 114–118 (2012).
40. Kotov, V. N., Uchoa, B., Pereira, V. M., Guinea, F. & Castro Neto, A. H. Electron–electron interactions in graphene: current status and perspectives. *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1067–1125 (2012).
41. Tielrooij, K. J. *et al.* Photoexcitation cascade and multiple hot-carrier generation in graphene. *Nature Phys.* **9**, 248–252 (2013).
42. Song, J. C. W., Tielrooij, K. J., Koppens, F. H. L. & Levitov, L. S. Photoexcited carrier dynamics and impact-excitation cascade in graphene. *Phys. Rev. B* **87**, 155429 (2013).
43. Gierz, I. *et al.* Snapshots of non-equilibrium Dirac carrier distributions in graphene. *Nature Mater.* **12**, 1119–1124 (2013).
44. Johansson, J. C. *et al.* Direct view of hot carrier dynamics in graphene. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 027403 (2013).
45. Piscanec, S., Lazzeri, M., Mauri, F., Ferrari, A. C. & Robertson, J. Kohn anomalies and electron–phonon interactions in graphite. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 185503 (2004).
46. Lazzeri, M., Piscanec, S., Mauri, F., Ferrari, A. & Robertson, J. Electron transport and hot phonons in carbon nanotubes. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 236802 (2005).
47. Bistritzer, R. & MacDonald, A. H. Electronic cooling in graphene. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 206410 (2009).
48. Tse, W.-K. & Das Sarma, S. Energy relaxation of hot Dirac fermions in graphene. *Phys. Rev. B* **79**, 235406 (2009).
49. Song, J. C. W., Reizer, M. Y. & Levitov, L. S. Disorder-assisted electron–phonon scattering and cooling pathways in graphene. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 106602 (2012).
50. Graham, M. W., Shi, S.-F., Ralph, D. C., Park, J. & McEuen, P. L. Photocurrent measurements of supercollision cooling in graphene. *Nature Phys.* **9**, 103–108 (2012).
51. Betz, A. C. *et al.* Supercollision cooling in undoped graphene. *Nature Phys.* **9**, 109–112 (2012).
52. Freitag, M., Low, T. & Avouris, P. Increased responsivity of suspended graphene photodetectors. *Nano Lett.* **13**, 1644–1648 (2013).
53. Ashcroft, N. W. & Mermin, N. D. *Solid State Physics* 848 (Cengage Learning, 1976).
54. Castro Neto, A. H., Guinea, F., Peres, N. M. R., Novoselov, K. S. & Geim, A. K. The electronic properties of graphene. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109–162 (2009).
55. Soref, R. A. Silicon-based optoelectronics. *Proc. IEEE* **81**, 1687–1706 (1993).
56. Richards, P. L. Bolometers for infrared and millimeter waves. *J. Appl. Phys.* **76**, 1 (1994).
57. Rose, A. *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems* (Krieger, 1978).
58. Dyakonov, M. & Shur, M. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465–2468 (1993).
59. Dyakonov, M. & Shur, M. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid. *IEEE Trans. Electron Dev.* **43**, 380–387 (1996).
60. Giuliani, G. F. & Vignale, G. *Quantum Theory of the Electron Liquid* (Cambridge Univ. Press, 2005).
61. Tomadin, A. & Polini, M. Theory of the plasma-wave photoresponse of a gated graphene sheet. *Phys. Rev. B* **88**, 205426 (2013).
62. Vicarelli, L. *et al.* Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors. *Nature Mater.* **11**, 865–871 (2012).
63. Spirito, D. *et al.* High performance bilayer-graphene terahertz detectors. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 061111 (2014).
64. Park, J., Ahn, Y. H. & Ruiz-Vargas, C. Imaging of photocurrent generation and collection in single-layer graphene. *Nano Lett.* **9**, 1742–1746 (2009).
65. Lee, E. J. H., Balasubramanian, K., Weitz, R. T., Burghard, M. & Kern, K. Contact and edge effects in graphene devices. *Nature Nanotech.* **3**, 486–490 (2008).
66. Xia, F. *et al.* Photocurrent imaging and efficient photon detection in a graphene transistor. *Nano Lett.* **9**, 1039–1044 (2009).
67. Giovannetti, G. *et al.* Doping graphene with metal contacts. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 26803 (2008).
68. Huard, B., Stander, N., Sulpizio, J. & Goldhaber-Gordon, D. Evidence of the role of contacts on the observed electron–hole asymmetry in graphene. *Phys. Rev. B* **78**, 121402 (2008).
69. Urich, A. *et al.* Silver nanoisland enhanced Raman interaction in graphene. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 153113 (2012).
70. Withers, F., Bointon, T. H., Craciun, M. F. & Russo, S. All-graphene photodetectors. *ACS Nano* **7**, 5052–5057 (2013).
71. Prechtel, L. *et al.* Time-resolved ultrafast photocurrents and terahertz generation in freely suspended graphene. *Nature Commun.* **3**, 646 (2012).
72. Freitag, M., Low, T. & Avouris, P. Increased responsivity of suspended graphene photodetectors. *Nano Lett.* **13**, 1644–1648 (2013).
73. Echtermeyer, T. J. *et al.* Photothermoelectric and photoelectric contributions to light detection in metal–graphene–metal photodetectors. *Nano Lett.* **14**, 3733–3742 (2014).
74. Urich, A., Unterrainer, K. & Mueller, T. Intrinsic response time of graphene photodetectors. *Nano Lett.* **11**, 2804–2808 (2011).
75. Furchi, M. *et al.* Microcavity-integrated graphene photodetector. *Nano Lett.* **12**, 2773–2777 (2012).
76. Engel, M. *et al.* Light–matter interaction in a microcavity-controlled graphene transistor. *Nature Commun.* **3**, 906 (2012).
77. Shue, R., Gan, X., Gao, Y., Li, L. & Yao, X. Enhanced photodetection in graphene-integrated photonic crystal cavity. *Appl. Phys. Lett.* **1**, 1–11 (2013).
78. Liu, J. *et al.* High-performance, tensile-strained Ge p–i–n photodetectors on a Si platform. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 103501 (2005).
79. Su, S. *et al.* GeSn p–i–n photodetector for all telecommunication bands detection. *Opt. Express* **19**, 6400–6405 (2011).
80. Schedin, F. Surface-enhanced Raman spectroscopy of graphene. *ACS Nano* **4**, 5617–5626 (2010).
81. Mertens, J. *et al.* Controlling subnanometer gaps in plasmonic dimers using graphene. *Nano Lett.* **13**, 5033–5038 (2013).
82. Echtermeyer, T. J. *et al.* Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene. *Nature Commun.* **2**, 458 (2011).
83. Liu, Y. *et al.* Plasmon resonance enhanced multicolour photodetection by graphene. *Nature Commun.* **2**, 579 (2011).
84. Jablan, M., Soljacic, M. & Buljan, H. Plasmons in graphene: Fundamental properties and potential applications. *Proc. IEEE* **101**, 1689–1704 (2013).
85. Thongrattanasiri, S., Koppens, F. H. L. & Garcia de Abajo, F. J. Complete optical absorption in periodically patterned graphene. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 047401 (2012).
86. Freitag, M. *et al.* Photocurrent in graphene harnessed by tunable intrinsic plasmons. *Nature Commun.* **4**, 1951 (2013).
87. Chen, C.-C., Aykol, M., Chang, C.-C., Levi, A. F. J. & Cronin, S. B. Graphene–silicon Schottky diodes. *Nano Lett.* **11**, 1863–1867 (2011).
88. Li, X. *et al.* Graphene-on-silicon Schottky junction solar cells. *Adv. Mater.* **22**, 2743–2748 (2010).
89. Miao, X. *et al.* High efficiency graphene solar cells by chemical doping. *Nano Lett.* **12**, 2745–2750 (2012).

90. An, X., Liu, F., Jung, Y. J. & Kar, S. Tunable graphene-silicon heterojunctions for ultrasensitive photodetection. *Nano Lett.* **13**, 909–916 (2013).
91. Tongay, S., Schumann, T. & Hebard, A. F. Graphite based Schottky diodes formed on Si, GaAs, and 4H-SiC substrates. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 222103 (2009).
92. Tongay, S. *et al.* Rectification at graphene-semiconductor interfaces: Zero-gap semiconductor-based diodes. *Phys. Rev. X* **2**, 011002 (2012).
93. Amirmazlaghani, M., Raissi, F., Habibpour, O., Vukusic, J. & Stake, J. Graphene-Si Schottky IR detector. *IEEE J. Quantum Electron.* **49**, 589–594 (2013).
94. Yan, J. *et al.* Dual-gated bilayer graphene hot-electron bolometer. *Nature Nanotech.* **7**, 472–478 (2012).
95. Tan, Y.-W., Zhang, Y., Stormer, H. L. & Kim, P. Temperature dependent electron transport in graphene. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **148**, 15–18 (2007).
96. Oostinga, J. B., Heersche, H. B., Liu, X., Morpurgo, A. F. & Vandersypen, L. M. K. Gate-induced insulating state in bilayer graphene devices. *Nature Mater.* **7**, 151–157 (2008).
97. Xia, F., Farmer, D. B., Lin, Y.-M. & Avouris, P. Graphene field-effect transistors with high on/off current ratio and large transport band gap at room temperature. *Nano Lett.* **10**, 715–718 (2010).
98. Viljas, J. K. & Heikkilä, T. T. Electron-phonon heat transfer in monolayer and bilayer graphene. *Phys. Rev. B* **81**, 245404 (2010).
99. Betz, A. C. *et al.* Hot electron cooling by acoustic phonons in graphene. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 056805 (2012).
100. Han, Q. *et al.* Highly sensitive hot electron bolometer based on disordered graphene. *Sci. Rep.* **3**, 3533 (2013).
101. Vora, H., Kumaravel, P., Nielsen, B. & Du, X. Bolometric response in graphene based superconducting tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 153507 (2012).
102. Du, X., Prober, D. E., Vora, H. & Mckitterick, C. B. Graphene-based bolometers. *Graphene 2D Mater.* **1**, 1–22 (2014).
103. Ryzhii, V. The theory of quantum-dot infrared phototransistors. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 759–765 (1996).
104. Rowe, M. A. *et al.* Single-photon detection using a quantum dot optically gated field-effect transistor with high internal quantum efficiency. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 253505 (2006).
105. Konstantatos, G. *et al.* Hybrid graphene-quantum dot phototransistors with ultrahigh gain. *Nature Nanotech.* **7**, 363–368 (2012).
106. Sun, Z. *et al.* Infrared photodetectors based on CVD-grown graphene and PbS quantum dots with ultrahigh responsivity. *Adv. Mater.* **24**, 5878–5883 (2012).
107. Klekachev, A. V. *et al.* Electron accumulation in graphene by interaction with optically excited quantum dots. *Physica E* **43**, 1046–1049 (2011).
108. Guo, W. *et al.* Oxygen-assisted charge transfer between ZnO quantum dots and graphene. *Small* **9**, 3031–3036 (2013).
109. McDonald, S. A. *et al.* Solution-processed PbS quantum dot infrared photodetectors and photovoltaics. *Nature Mater.* **4**, 138–142 (2005).
110. Konstantatos, G. *et al.* Ultrasensitive solution-cast quantum dot photodetectors. *Nature* **442**, 180–183 (2006).
111. Böberl, M., Kovalenko, M. V., Gamerith, S., List, E. J. W. & Heiss, W. Inkjet-printed nanocrystal photodetectors operating up to 3 μm wavelengths. *Adv. Mater.* **19**, 3574–3578 (2007).
112. Chen, S.-Y. *et al.* Biologically inspired graphene-chlorophyll phototransistors with high gain. *Carbon* **63**, 23–29 (2013).
113. Fang, Z. *et al.* Plasmon-induced doping of graphene. *ACS Nano* **6**, 10222–10228 (2012).
114. Sizov, F. & Rogalski, A. THz detectors. *Prog. Quantum Electron.* **34**, 278–347 (2010).
115. Principi, A., Vignale, G., Carrega, M. & Polini, M. Impact of disorder on Dirac plasmon losses. *Phys. Rev. B* **88**, 121405 (2013).
116. Principi, A., Vignale, G., Carrega, M. & Polini, M. Intrinsic lifetime of Dirac plasmons in graphene. *Phys. Rev. B* **88**, 195405 (2013).
117. Ryzhii, V. & Ryzhii, M. Graphene bilayer field-effect phototransistor for terahertz and infrared detection. *Phys. Rev. B* **79**, 245311 (2009).
118. Ryzhii, V., Satou, A. & Otsuji, T. Plasma waves in two-dimensional electron-hole system in gated graphene heterostructures. *J. Appl. Phys.* **101**, 024509 (2007).
119. Knap, W. *et al.* Nanometer size field effect transistors for terahertz detectors. *Nanotechnology* **24**, 214002 (2013).
120. Mittendorff, M. *et al.* Ultrafast graphene-based broadband THz detector. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 021113 (2013).
121. Cai, X. *et al.* Sensitive room-temperature terahertz detection via photothermoelectric effect in graphene. Preprint at <http://arxiv.org/abs/1305.3297> (2013).
123. Frindt, R. F. & Yoffe, A. D. Physical properties of layer structures: Optical properties and photoconductivity of thin crystals of molybdenum disulphide. *Proc. R. Soc. A* **273**, 69–83 (1963).
124. Joensen, P., Frindt, R. F. & Morrison, S. R. Single-layer MoS₂. *Mater. Res. Bull.* **21**, 457–461 (1986).
125. Mak, K. F., Lee, C., Hone, J., Shan, J. & Heinz, T. F. Atomically thin MoS₂: A new direct-gap semiconductor. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 136805 (2010).
126. Splendiani, A. *et al.* Emerging photoluminescence in monolayer MoS₂. *Nano Lett.* **10**, 1271–1275 (2010).
127. Zeng, H., Dai, J., Yao, W., Xiao, D. & Cui, X. Valley polarization in MoS₂ monolayers by optical pumping. *Nature Nanotech.* **7**, 490–493 (2012).
128. Yin, Z. *et al.* Single-layer MoS₂ phototransistors. *ACS Nano* **6**, 74–80 (2012).
129. Choi, W. *et al.* High-detectivity multilayer MoS₂ phototransistors with spectral response from ultraviolet to infrared. *Adv. Mater.* **24**, 5832–5836 (2012).
130. Lopez-Sanchez, O., Lembke, D., Kayci, M., Radenovic, A. & Kis, A. Ultrasensitive photodetectors based on monolayer MoS₂. *Nature Nanotech.* **8**, 497–501 (2013).
131. Tsai, D.-S. *et al.* Few-layer MoS₂ with high broadband photogain and fast optical switching for use in harsh environments. *ACS Nano* **7**, 3905–3911 (2013).
132. Lee, H. S. *et al.* MoS₂ nanosheet phototransistors with thickness-modulated optical energy gap. *Nano Lett.* **12**, 3695–700 (2012).
133. Liu, F. *et al.* High-sensitivity photodetectors based on multilayer GaTe flakes. *ACS Nano* **8**, 752–760 (2014).
134. Ross, J. S. *et al.* Electrically tunable excitonic light-emitting diodes based on monolayer WSe₂ p-n junctions. *Nature Nanotech.* **9**, 268–272 (2014).
135. Hu, P., Wen, Z., Wang, L., Tan, P. & Xiao, K. Synthesis of few-layer GaSe nanosheets for high performance photodetectors. *ACS Nano* **6**, 5988–5994 (2012).
136. Hu, P. *et al.* Highly responsive ultrathin GaS nanosheet photodetectors on rigid and flexible substrates. *Nano Lett.* **13**, 1649–1654 (2013).
137. Jacobs-Gedrim, R. B. *et al.* Extraordinary photoresponse in two-dimensional In₂Se₃ nanosheets. *ACS Nano* **8**, 514–521 (2014).
138. Buscema, M. *et al.* Fast and broadband photoresponse of few-layer black phosphorus field-effect transistors. *Nano Lett.* **14**, 3347–3352 (2014).
139. Perea-López, N. *et al.* Photosensor device based on few-layered WS₂ films. *Adv. Funct. Mater.* **23**, 5511–5517 (2013).
140. Buscema, M. *et al.* Large and tunable photothermoelectric effect in single-layer MoS₂. *Nano Lett.* **13**, 358–363 (2013).
141. Roy, K. *et al.* Graphene-MoS₂ hybrid structures for multifunctional photoresponsive memory devices. *Nature Nanotech.* **8**, 826–830 (2013).
142. Zhang, W. *et al.* Ultrahigh-gain photodetectors based on atomically thin graphene-MoS₂ heterostructures. *Sci. Rep.* **4**, 3826 (2014).
143. Liu, C.-H., Chang, Y., Norris, T. B. & Zhong, Z. Graphene photodetectors with ultra-broadband and high responsivity at room temperature. *Nature Nanotech.* **9**, 273–278 (2014).
144. Britnell, L. *et al.* Field-effect tunneling transistor based on vertical graphene heterostructures. *Science* **335**, 947–950 (2012).
145. Georgiou, T. *et al.* Vertical field-effect transistor based on graphene-WS₂ heterostructures for flexible and transparent electronics. *Nature Nanotech.* **8**, 100–103 (2013).
146. Bernardi, M., Palumbo, M. & Grossman, J. C. Extraordinary sunlight absorption and one nanometer thick photovoltaics using two-dimensional monolayer materials. *Nano Lett.* **13**, 3664–3670 (2013).
147. Britnell, L. *et al.* Strong light-matter interactions in heterostructures of atomically thin films. *Science* **340**, 1311–1314 (2013).
148. Yu, W. J. *et al.* Highly efficient gate-tunable photocurrent generation in vertical heterostructures of layered materials. *Nature Nanotech.* **8**, 952–958 (2013).
149. Zhang, B. Y. *et al.* Broadband high photoresponse from pure monolayer graphene photodetector. *Nature Commun.* **4**, 1811 (2013).
150. Gan, X. *et al.* Strong enhancement of light-matter interaction in graphene coupled to a photonic crystal nanocavity. *Nano Lett.* **12**, 5626–5631 (2012).
151. Chen, L. & Lipson, M. Ultra-low capacitance and high speed germanium photodetectors on silicon. *Opt. Express* **17**, 7901–7906 (2009).
152. Novack, A. *et al.* Germanium photodetector with 60 GHz bandwidth using inductive gain peaking. *Opt. Express* **21**, 28387 (2013).
153. Ito, H., Furuta, T., Kodama, S., Watanabe, S. & Ishibashi, T. InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 220 GHz bandwidth. *Electron. Lett.* **35**, 1556–1557 (1999).
154. Sukhovatkin, V., Hinds, S., Brzozowski, L. & Sargent, E. H. Colloidal quantum-dot photodetectors exploiting multiexciton generation. *Science* **324**, 1542–1544 (2009).
155. Konstantatos, G., Clifford, J., Levina, L. & Sargent, E. H. Sensitive