Терагерцовые поверхностные электромагнитные волны в графене с постоянным электрическим током

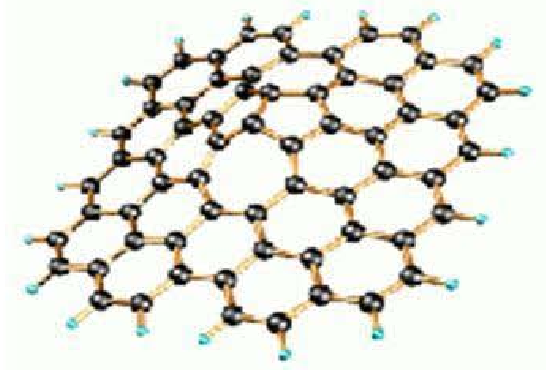
Фатеев Д.В.

СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

Содержание

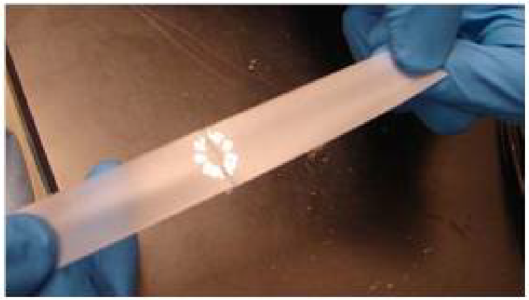
- введение в графеновую тематику
- о поверхностных волнах
- гидродинамика в графене
  - ТМ поверхностные волны в графене
  - ТЕ поверхностные волны в графене
- нелинейные эффекты

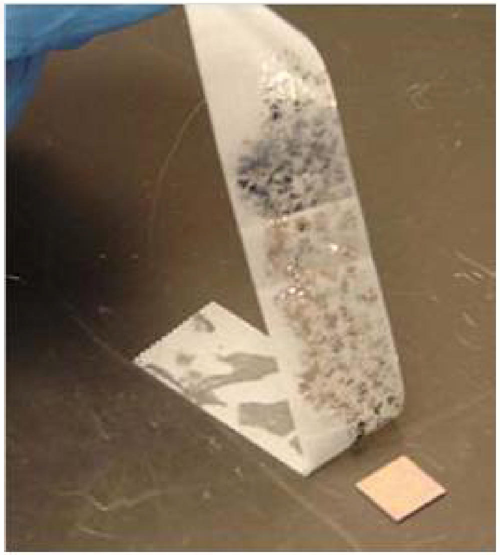
Нобелевская премия за графен

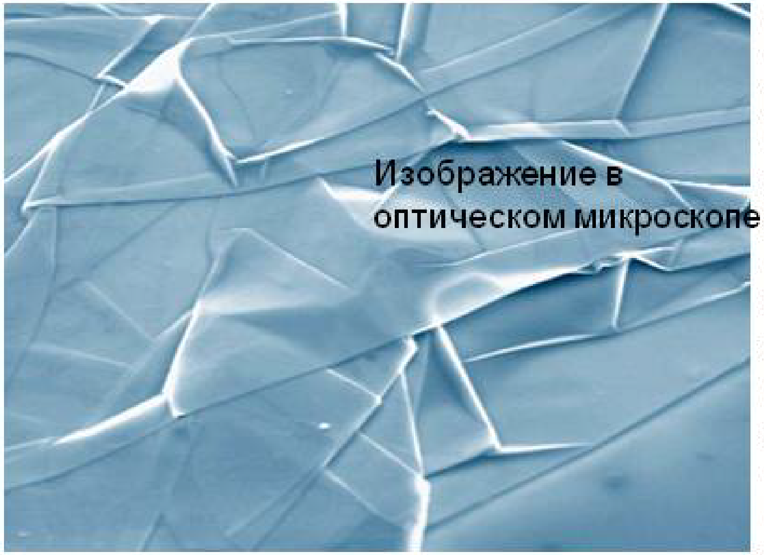


Андрей Гейм и Константин Новоселов
(Манчестерский университет)
– лауреаты Нобелевской премии по физике 2010 г.

Получение графена расщеплением

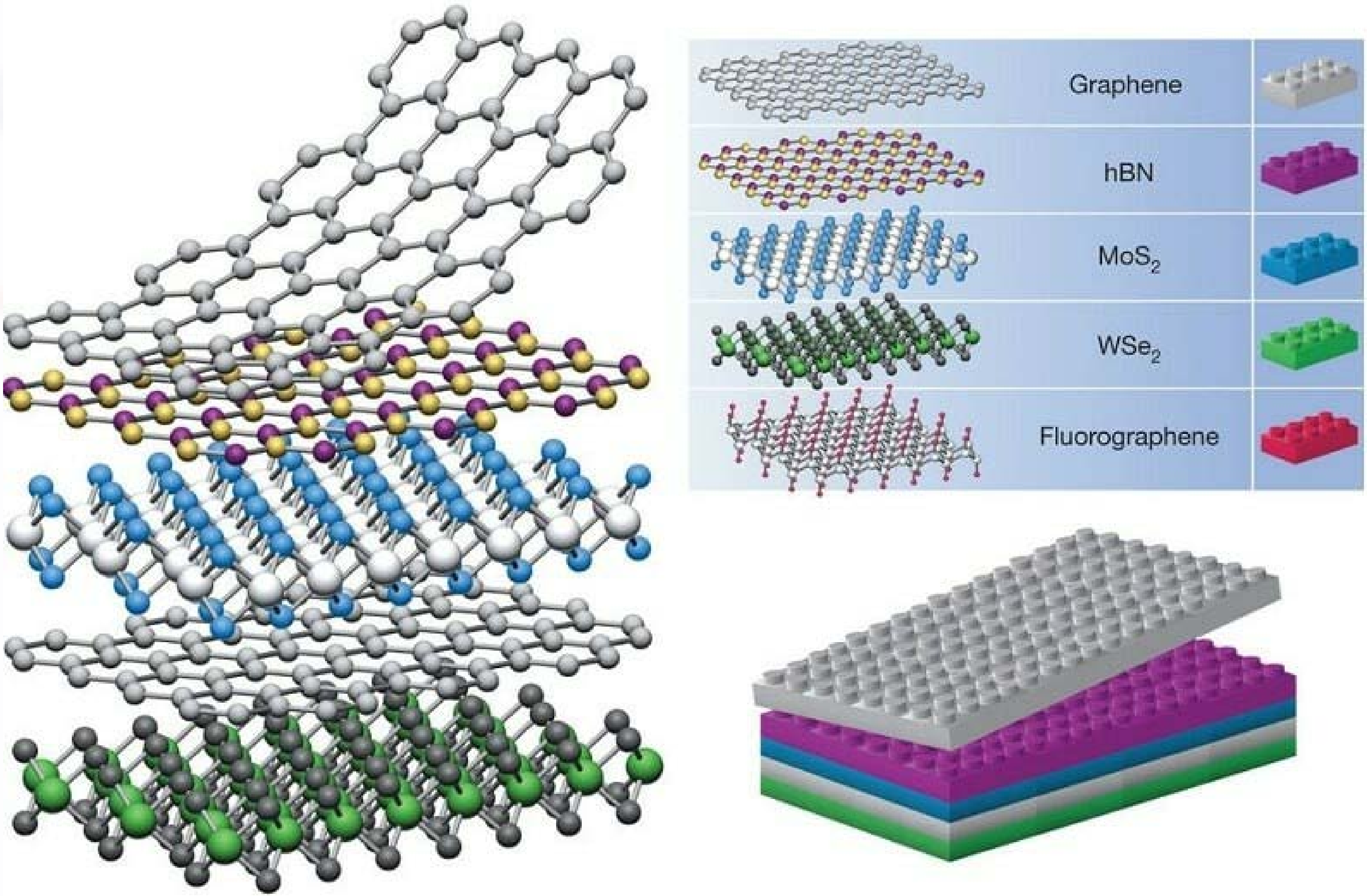




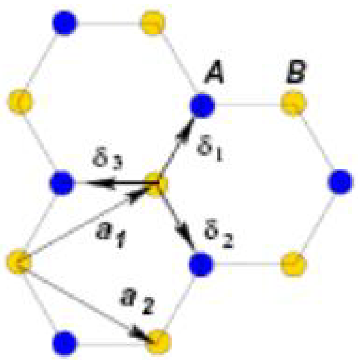


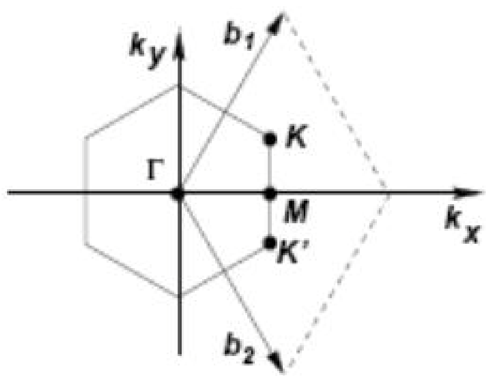
Кусочки графена получают при механическом воздействии на графит. Сначала плоские куски графита помещают между липкими лентами (скотч) и отщепляют раз за разом создавая достаточно тонкие слои (среди многих плёнок могут попадаться однослойные и двуслойные, которые и представляют интерес). После отшелушивания скотч с тонкими плёнками графита прижимают к подложке окисленного кремния. При этом трудно получить плёнку определённого размера и формы в фиксированных частях подложки (горизонтальные размеры плёнок составляют обычно около 10 мкм).

Скотч отрывает графитные слои, оставляя абсолютно гладкую поверхность. Ленту выбрасывают вместе с тем, что к ней прилипло. «За то, что мы ее подобрали и исследовали, нас обозвали garbage scientists — мусорными учеными».


Graphene
hBN
MoS_2
WSe_2
Fluorographene

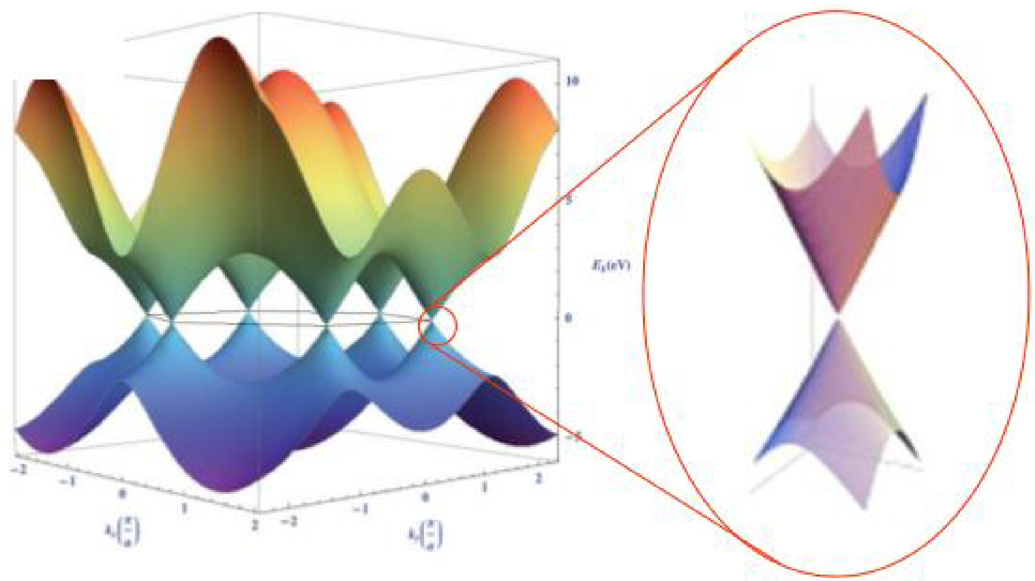
Зонная структура графена





Зона Бриллюэна графена

Зависимость энергии от волнового вектора электрона в графене. Верхняя поверхность – зона проводимости, нижняя – валентная зона



P.R.Wallace, 1947, Канада

Вблизи K –точки закон дисперсии имеет вид $\varepsilon(p)=\pm v_0 p$, $v_0 \approx 10^8$ см/с.

Для двухслойного графена закон дисперсии $\varepsilon(p)=\pm[-\gamma_1/2+\sqrt{(\gamma_1/2)^2+(v_0p)^2}]$

Исторические вехи в области ПЭВ

- **Year 1899**

  Волноводные ПЭВ в высокопотерном металлическом проводе

  A. Sommerfeld, Annalen der Physik 303, 233 (1899)
- **Year 1907**

  ПЭВ на плоской поверхности высокопоотерного металла

  *J. Zenneck, Annalen der Physik **328**, 846 (1907)*
- **Year 1910**

  ПЭВ в диэлектрическом стержне (локализация зависит от радиуса)

  *D. Hondros and P. Debye, Апп. Phys. **337**, 465 (1910)*
- **Year 1941**

  ПЭВ вдоль плоской поверхности металла с отрицательной проницаемостью (плазмон-фонон-экситон поляритоны, сильная локализация)

  *U. Fano, JOSA **31**, 213 (1941)*

  *J.J. Hopfield, J. Phys. Soc. Jap. **21** Suppl, 71 (1966)*
- **Years 1960-1964**

  ПЭВ в плоском диэлектрическом волноводе (локализация зависит от толщины)

  R.E. Collin, Field Theory of Guided Waves (McGraw-Hill, New York, 1960)

  J. Kane and H. Osterberg, J. Opt. Soc. Am. 54(3), 347 (1964)
- **Years 1966-1967**

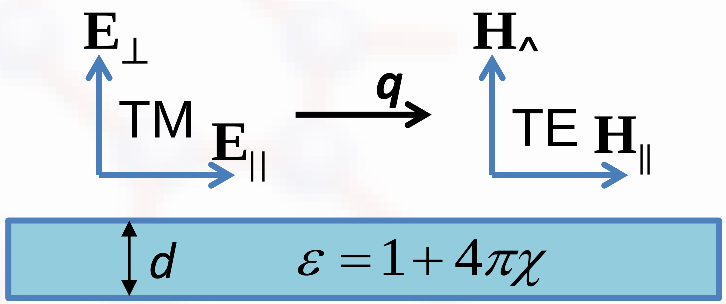
  ПЭВ в волноводе с отрицательной проницаемостью (плазмоны фононы экситоны в волноводе)

  *K.L. Kliewer and R. Fuchs, Phys. Rev. **144**, 495 (1966)*

  *K.L. Kliewer and R. Fuchs, Phys. Rev. **153**, 498 (1967)*

Поверхностные волны в двумерном слое

Для 2D слоя *(qd << 1)* общая дисперсионное соотношение *R.E. Collin, Field Theory of Guided Waves (McGraw-Hill, New York, 1960)* распадается на два:



$$\alpha + \frac{1}{2\pi\chi_{2D}} = 0$$ TM моды

$$\alpha - 2\pi\chi_{2D}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = 0$$ TE моды

2D восприимчивость $\chi_{2D} = \chi d = i\sigma_{2D}/\omega$ $\qquad \alpha = \sqrt{q^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}.$

$$\boxed{\operatorname{Re}\alpha > 0 \;\text{ПЭВ} \quad \Rightarrow \begin{cases} \operatorname{Re}\chi_{2D} < 0 \;\text{для TM моды} \Leftrightarrow \operatorname{Im}\sigma_{2D} > 0 \\ \operatorname{Re}\chi_{2D} > 0 \;\text{для TE моды} \Leftrightarrow \operatorname{Im}\sigma_{2D} < 0 \end{cases}}$$

Содержание

- введение в графеновую тематику
- о поверхностных волнах
- гидродинамика в графене
  - ТМ поверхностные волны в графене
  - ТЕ поверхностные волны в графене
- нелинейные эффекты

Гидродинамика зарядов в графене

Кинетическое уравнение для графена

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_F \frac{\mathbf{p}}{p} \frac{\partial f}{\partial r} \mp eE \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = St\{f\}$$

1. Hydrodynamic model for electron-hole plasma in graphene / D. Svintsov, V. Vyurkov, S. Yurchenko [et al.] // Journal of Applied Physics. – 2012. – Vol. 111. – № 8.
2. Svintsov D. Emission of plasmons by drifting Dirac electrons: A hallmark of hydrodynamic transport / D. Svintsov // Physical Review B. – 2019. – Vol. 100. – № 19. – P. 195428.
3. Svintsov D. Hydrodynamic-to-ballistic crossover in Dirac materials / D. Svintsov // Physical Review B. – 2018. – Vol. 97. – № 12. – P. 121405R.
4. D. Bandurin, I. Torre, R. Krishna Kumar, M. Ben Shalom, A. Tomadin, A. Principi, G. H. Auton, E. Khestanova, K. S.Novoselov, I. V. Grigorieva, L. A. Ponomarenko, A. K. Geim, and M. Polini // Science 351, 1055 (2016).
5. R. Krishna Kumar, D. A. Bandurin, F. M. D. Pellegrino, Y. Cao, A. Principi, H. Guo, G. H. Auton, M. Ben Shalom, L. A. Ponomarenko, G. Falkovich, K. Watanabe, T. Taniguchi, I. V. Grigorieva, L. S. Levitov, M. Polini, and A. K. Geim, // Nat. Phys. 13, 1182 (2017)

Гидродинамика графена

применимость гидродинамики $\gamma_{ee} \gg \gamma, \omega/2\pi$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (N\mathbf{v})}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \nabla \cdot \overleftrightarrow{\mathbf{\Pi}} + e\mathbf{E}N = -\gamma \mathbf{S}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + V_F^2 \nabla \cdot \mathbf{S} + eN\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = 0$$

$$\mathbf{S} = \rho \mathbf{v}$$

$$\overleftrightarrow{\mathbf{\Pi}} = P\hat{\mathbf{I}} + \mathbf{S} \otimes \mathbf{v}$$

$$P = \frac{\rho (V_F^2 - v^2)}{3}$$

*A. Lucas and K. C. Fong, JPCM **30**, 053001 (2018); B.N. Narozhny, Ann. Phys. **411**, 167979 (2019)*

*D. Bandurin et al. Nat Commun. **9**, 4533 (2018)* ⇐ $\gamma_{ee} = (0.5 \div 5) \times 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$ for $T = 30 \div 300$ K

Линеаризация гидродинамических уравнений позволяет записать проводимость графена

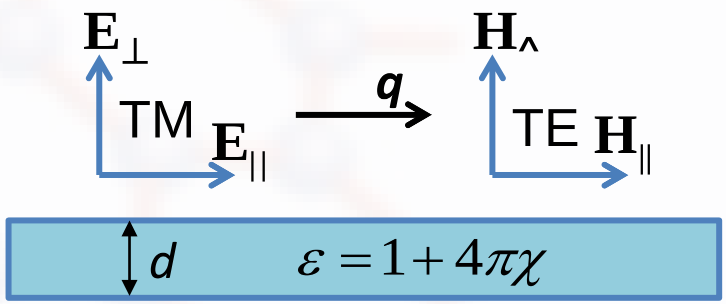
$$\mathbf{j} = -eN\mathbf{v}$$

$$\{E_x, j, v, n, \rho\}(t, x) = \{E_{x0}, j_0, u, n_0, \rho_0\} + \{E_{x1}, j_1, v_1, n_1, \rho_1\} \exp(-i\omega t + iqx)$$

⇒ $\sigma_{zz}(\omega, q)$ $\sigma_{xx}(\omega, q)$ $\hat{\sigma}(\omega, q) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}(\omega, q) & \sigma_{xz}(\omega, q) \\ \sigma_{zx}(\omega, q) & \sigma_{zz}(\omega, q) \end{pmatrix}$

Поверхностные волны в двумерном слое

Для 2D слоя *(qd << 1)* общая дисперсионное соотношение *R.E. Collin, Field Theory of Guided Waves (McGraw-Hill, New York, 1960)* распадается на два:



$$\alpha + \frac{1}{2\pi\chi_{2D}} = 0$$ TM моды

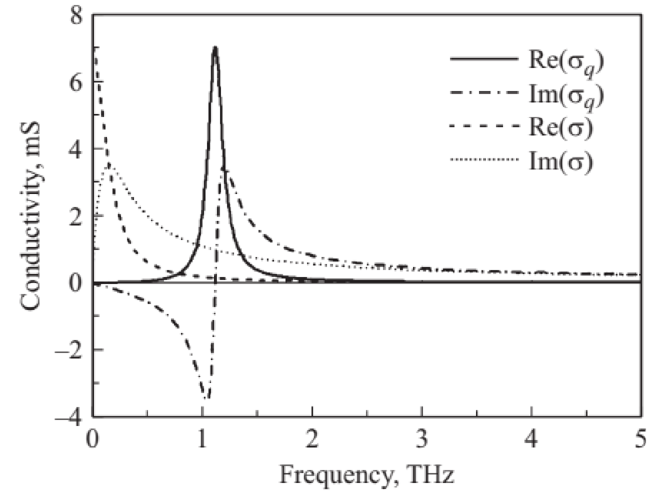
$$\alpha - 2\pi\chi_{2D}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = 0$$ TE моды

2D восприимчивость $\chi_{2D} = \chi d = i\sigma_{2D}/\omega$ $\quad \alpha = \sqrt{q^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}.$

$$\mathrm{Re}\,\alpha > 0 \ \text{ПЭВ} \quad \Rightarrow \begin{cases} \mathrm{Re}\,\chi_{2D} < 0 \ \text{для TM моды} \Leftrightarrow \mathrm{Im}\,\sigma_{2D} > 0 \\ \mathrm{Re}\,\chi_{2D} > 0 \ \text{для TE моды} \Leftrightarrow \mathrm{Im}\,\sigma_{2D} < 0 \end{cases}$$

Проводимость графена без дрейфа

$$\sigma(\omega,q)=\frac{ie^2N}{m}\frac{\omega}{\omega(\omega+i\gamma)-\frac{q^2v_F^2}{2}}$$

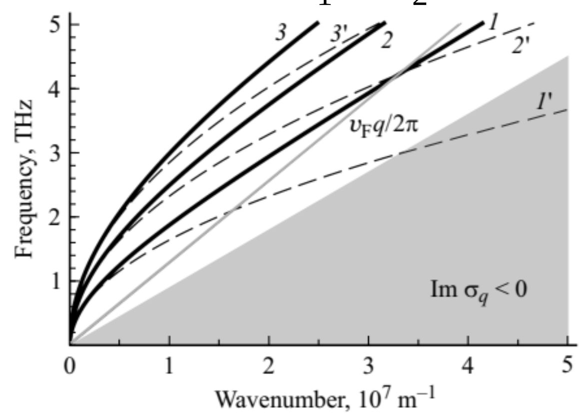


$$\omega=\sqrt{\frac{q^2v_F^2}{2}-\frac{\gamma^2}{4}}-i\frac{\gamma}{2}$$ Электронный звук

$$\omega=\sqrt{\frac{e^2\varepsilon_F q}{\pi\hbar^2\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}}+\frac{q^2v_F^2}{2}-\frac{\gamma^2}{4}}-i\frac{\gamma}{2}$$

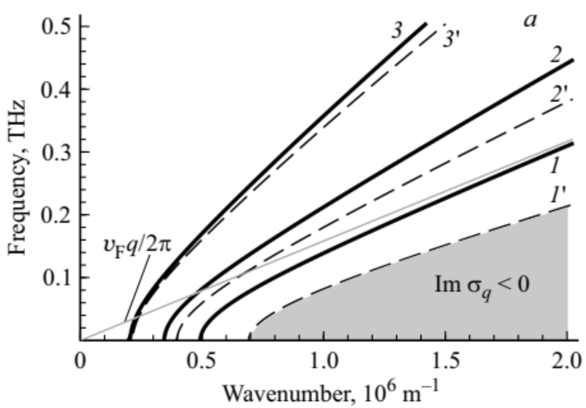
Неэкранированный плазмон

$$\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_1+\varepsilon_2$$



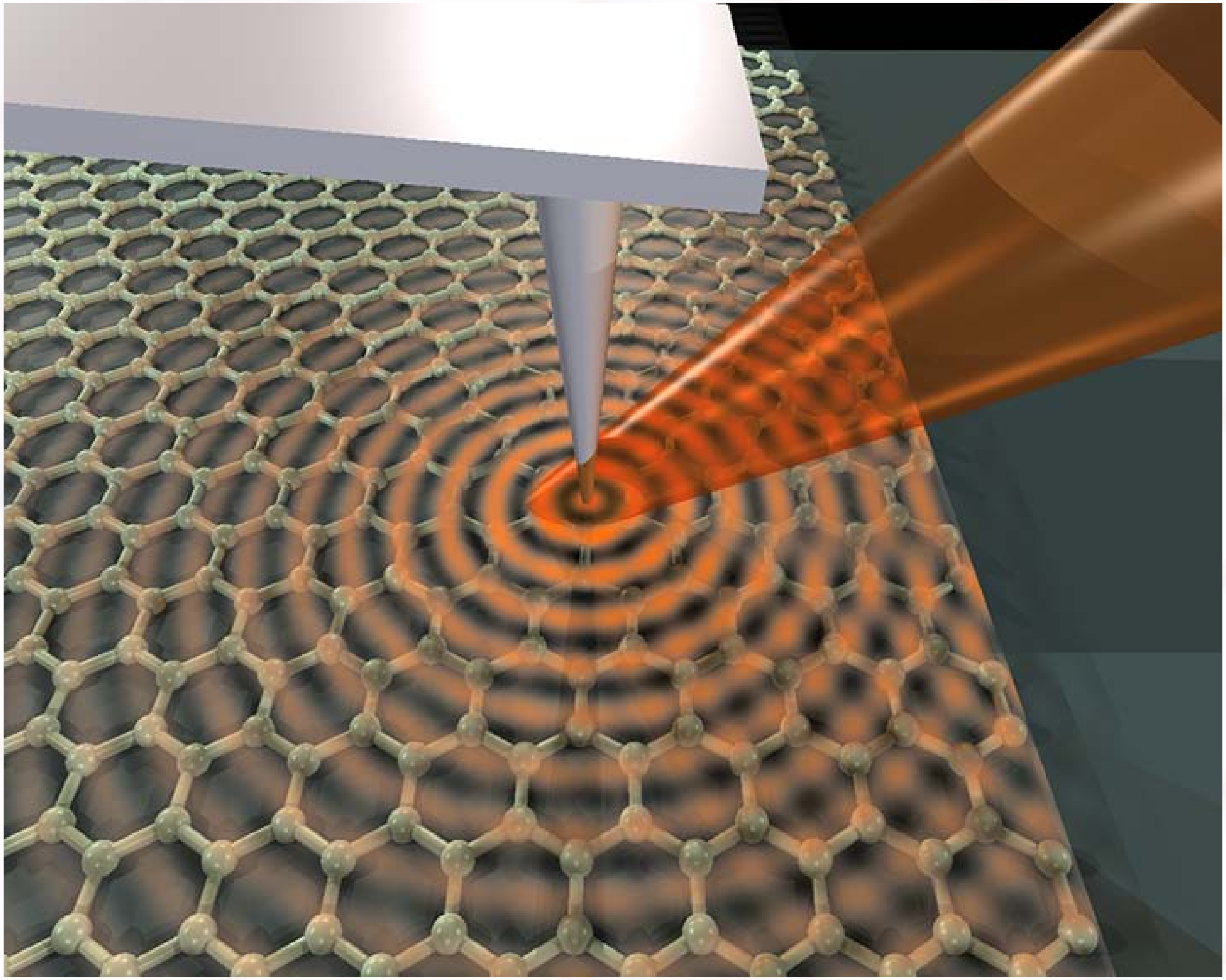
Экранированный плазмон

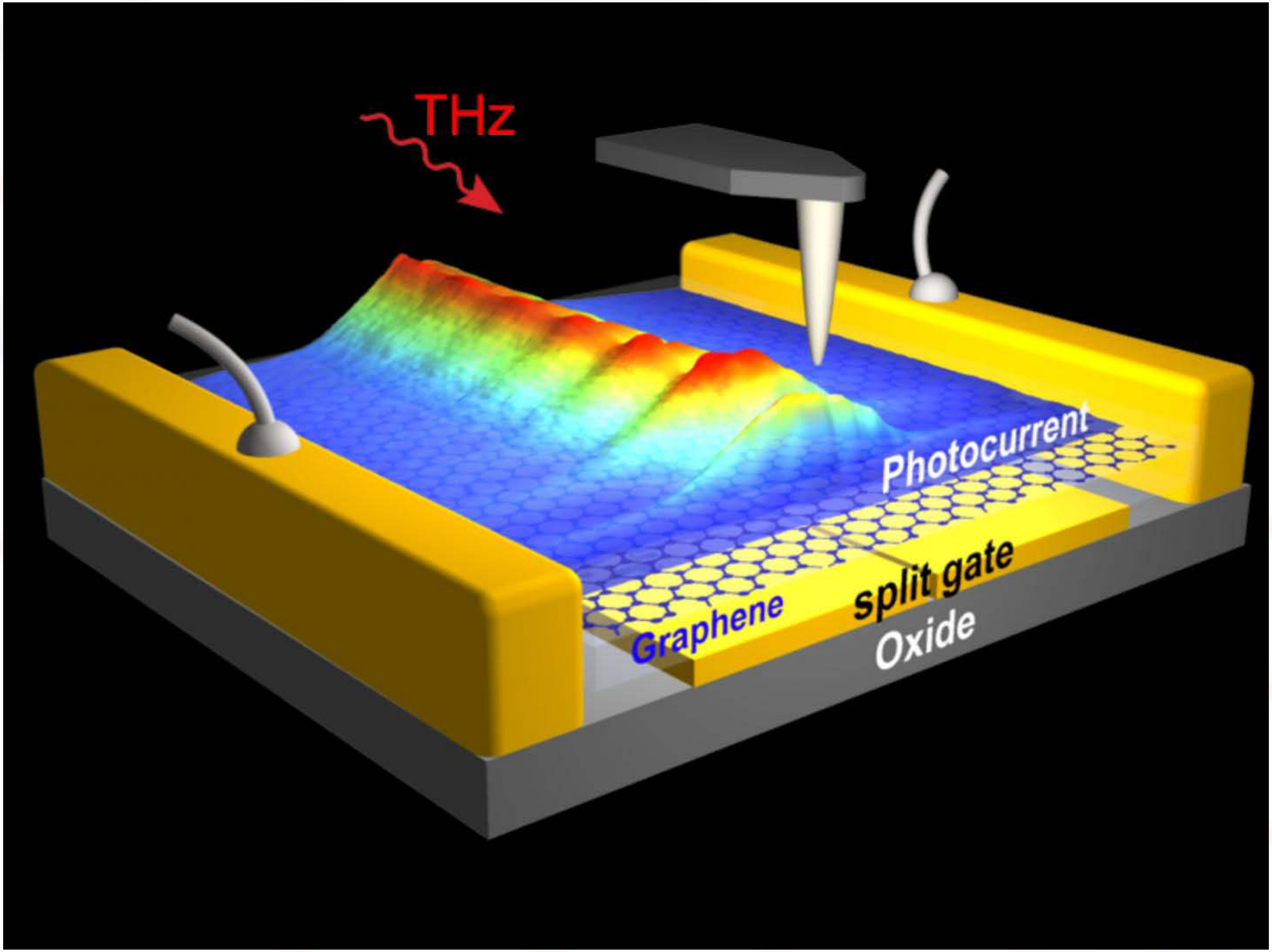
$$\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_1 cth(qd)+\varepsilon_2$$



Д.В. Фатеев, В.В. Попов, ФТП, 2020, т.54, вып 8 с. 785

ТГц плазмоны в графене

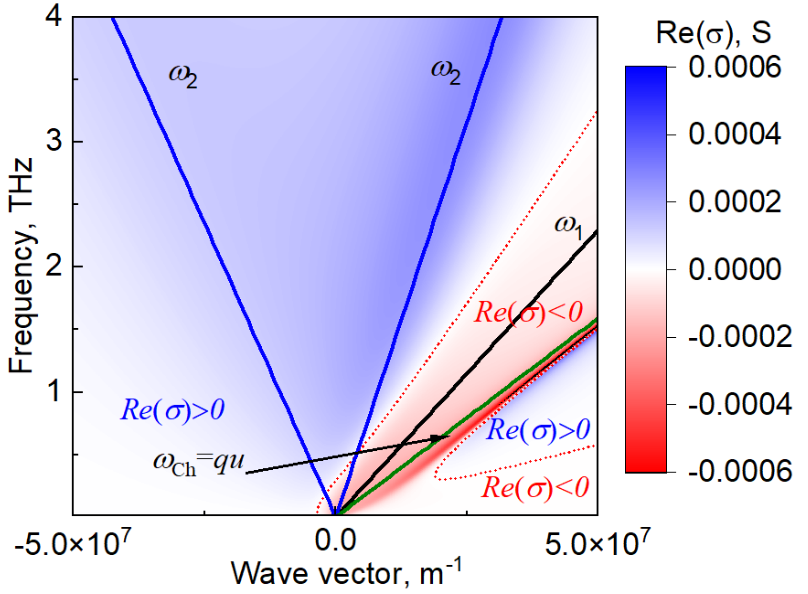



THz
Photocurrent
Graphene
split gate
Oxide

Линеаризованная гидродинамика графена с постоянным дрейфом

$$\begin{cases} j_1 = \dfrac{e^2 n_0^2}{\rho_0}\dfrac{\omega\xi}{\chi}E_{x1}, \\ n_1 = -\dfrac{e n_0^2}{\rho_0} q \dfrac{\xi}{\chi}E_{x1}, \\ v_1 = \dfrac{e n_0}{\rho_0}(\omega - qu)\dfrac{\xi}{\chi}E_{x1}, \\ \rho_1 = e n_0 \dfrac{(\omega - qu)\left(u(\omega - qu) - 3q\left(u^2 - v_F{}^2\right) + 6iu\gamma\right)}{\chi}E_{x1} \end{cases}$$

$$\sigma(\omega, q) = \frac{e^2 n_0^2}{\rho_0}\omega\frac{\xi}{\chi}$$



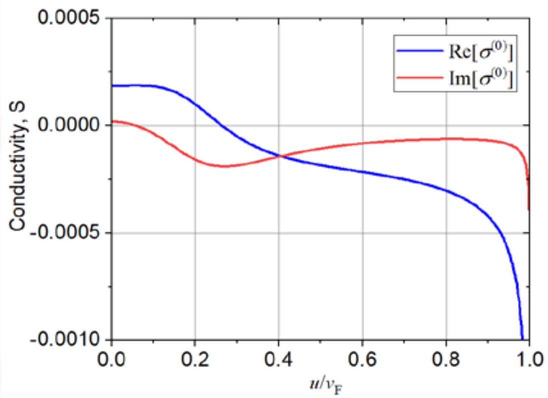
$$\xi = 2(\omega - qu)\left(u^2 - v_F^2\right) + 3iu^2\gamma,$$

$$\chi = -2\gamma(\omega - qu)(\omega - \omega_1)\left(u^2 + v_F^2\right) - i\left((\omega - qu)(\omega - \omega_2)(\omega - \omega_3)\left(u^2 - 2v_F^2\right) + 3u^2\gamma^2\omega\right),$$

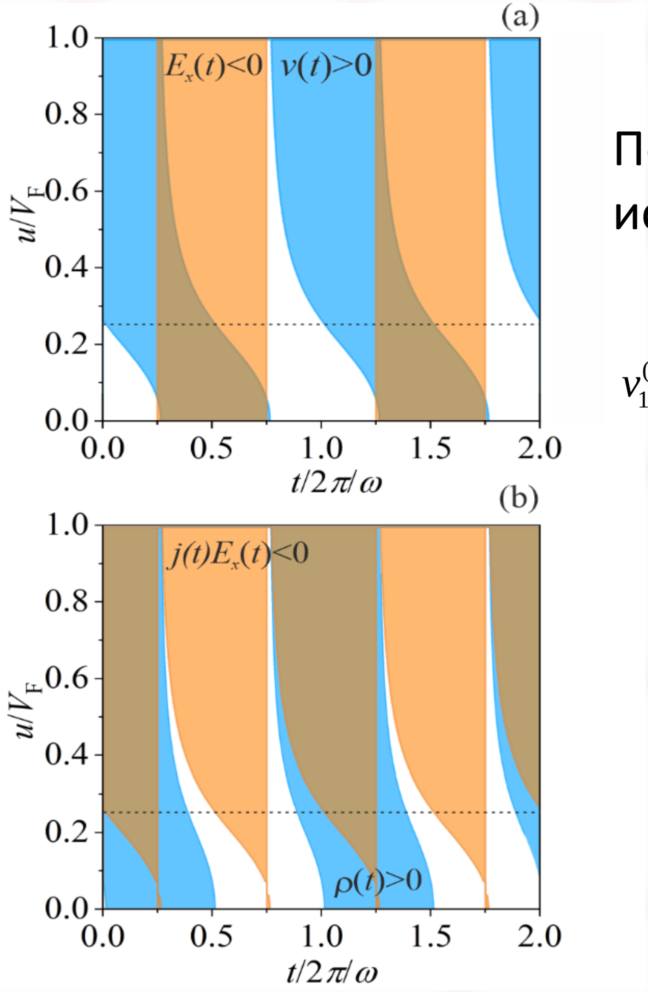
$$\omega_1 = \frac{3}{2}\frac{qu}{\left(1 + \dfrac{u^2}{v_F^2}\right)},$$

$$\omega_2 = -\frac{quv_F^2 + \sqrt{2}v_F\left|q\left(u^2 - v_F^2\right)\right|}{u^2 - 2v_F^2},$$

$$\omega_3 = \frac{-quv_F^2 + \sqrt{2}v_F\left|q\left(u^2 - v_F^2\right)\right|}{u^2 - 2v_F^2}.$$



Линеаризованная гидродинамика графена с постоянным дрейфом. Нормальное падение волны, q=0.

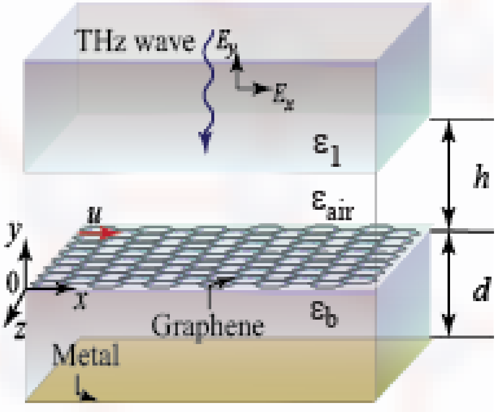


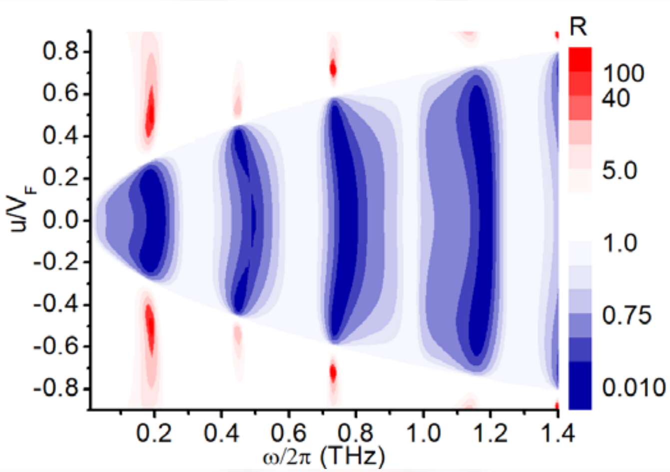
Переменная масса – источник усиления

$$V_0 \frac{\partial m_1}{\partial t} + m_0 \frac{\partial V_1}{\partial t} = -eE_1$$

$$v_1^{(0)} = -\frac{en_0}{\rho_0(\gamma - i\omega)} E_{x1} - \frac{u}{\rho_0} \rho_1^{(0)}$$

$$V_1 = \left[\frac{e}{m_0 \omega} E_1 + \frac{V_0}{m_0} m_1 \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right) \right] \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right)$$

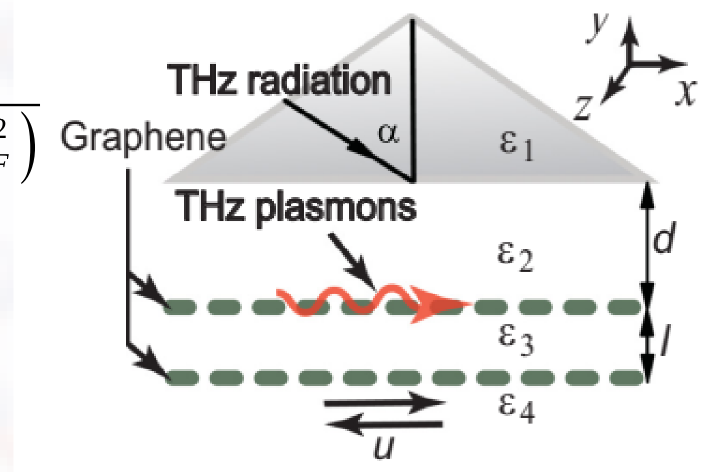


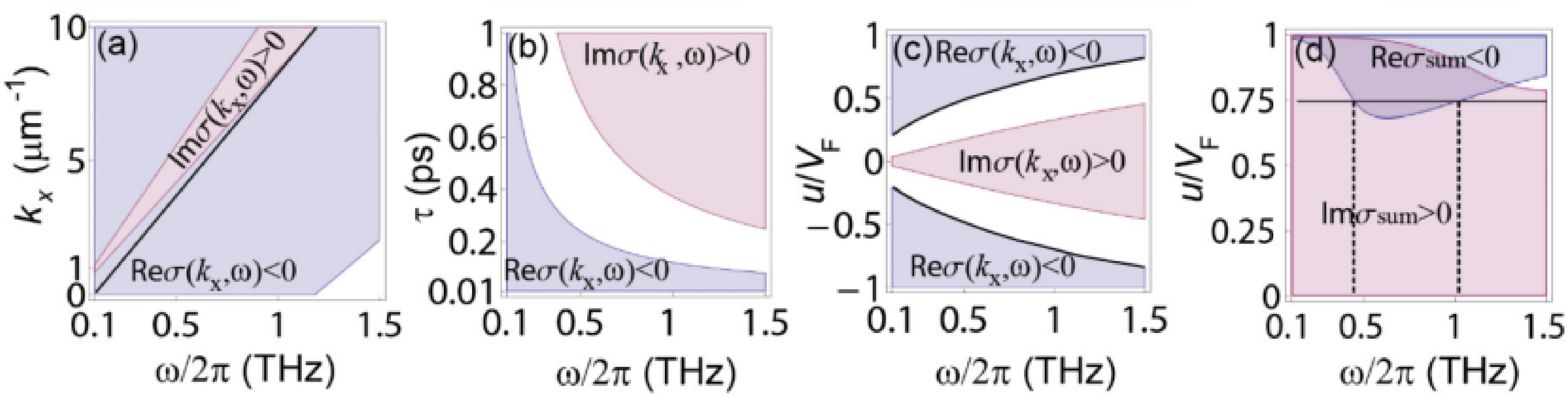


Два параллельных слоя графена. Один с электрическим дрейфом.

$$\sigma^{(0)}(\omega)=i\frac{e^2n_0^2}{\rho_0}\frac{-2v_F^2\omega+u^2\left(3i\gamma+2\omega\right)}{\omega^2\left(u^2-2v_F^2\right)+3u^2\gamma^2-i2\gamma\omega\left(u^2+v_F^2\right)}$$

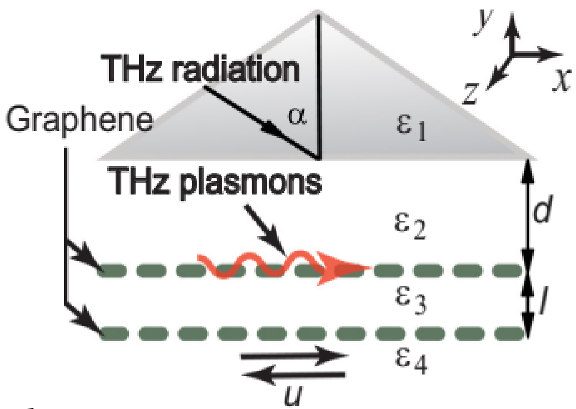
Проводимость графена с дрейфом при отсутствии пространственной дисперсии

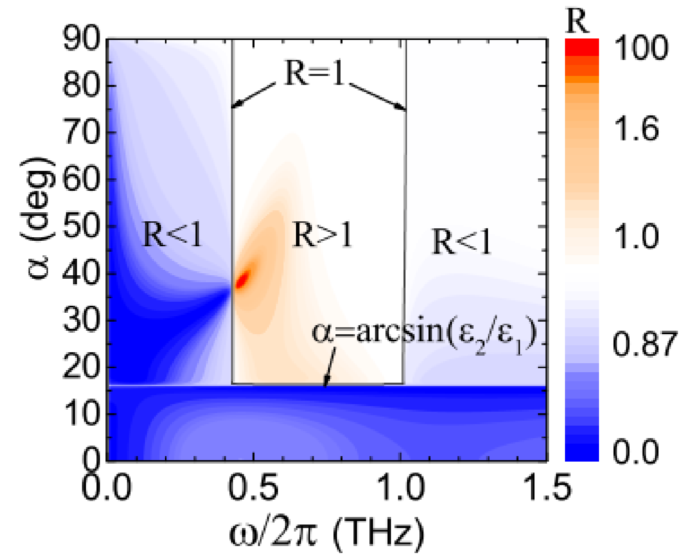




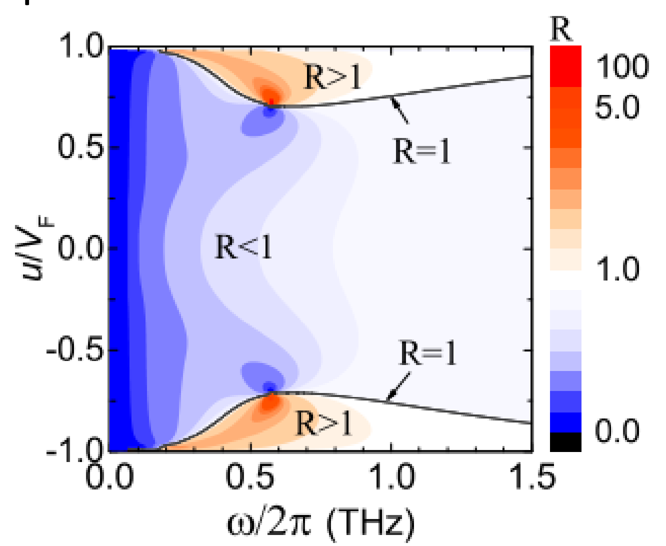
I. M. Moiseenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, PHYSICAL REVIEW B 103, 195430 (2021)

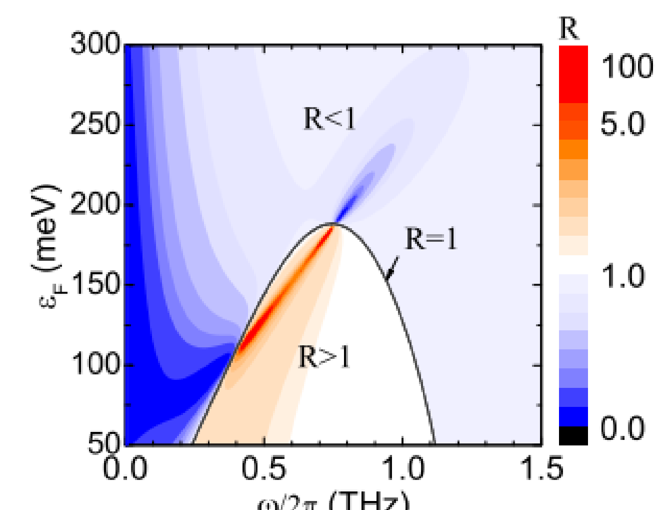
Два параллельных слоя графена. Один с электрическим дрейфом.





Возбуждение плазмонов методом нарушенного полного внутреннего отражения



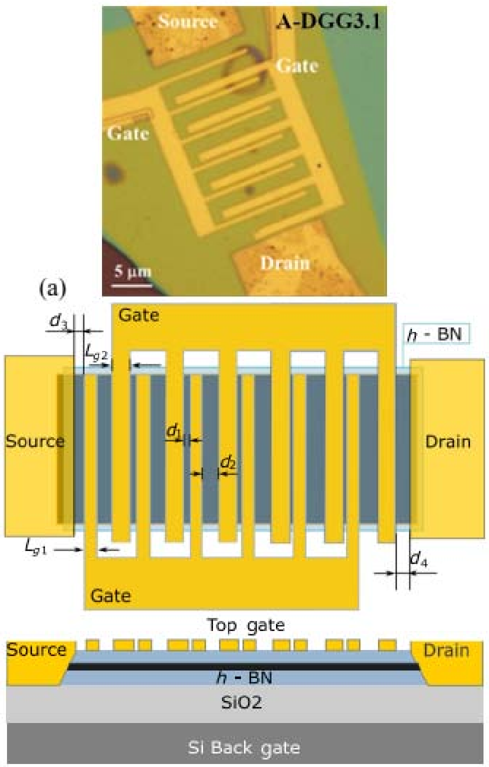


I. M. Moiseenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, PHYSICAL REVIEW B 103, 195430 (2021)

PHYSICAL REVIEW X **10,** 031004 (2020)

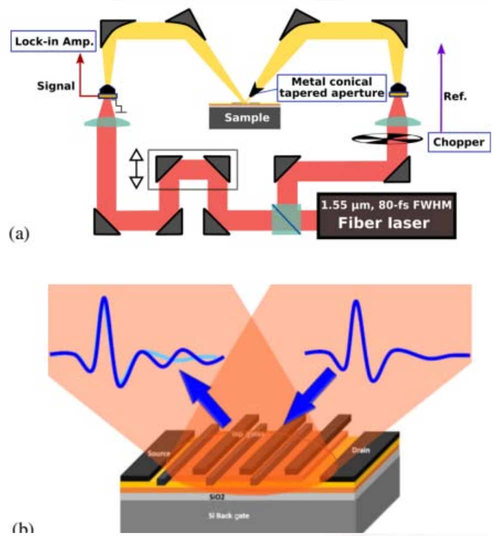
Room-Temperature Amplification of Terahertz Radiation by Grating-Gate Graphene Structures

Stephane Boubanga-Tombet,[1] Wojciech Knap,[1,2,3] Deepika Yadav,[1] Akira Satou,[1] Dmytro B. But,[2,4] Vyacheslav V. Popov,[5] Ilya V. Gorbenko,[6] Valentin Kachorovskii,[2,6] and Taiichi Otsuji[1,*]



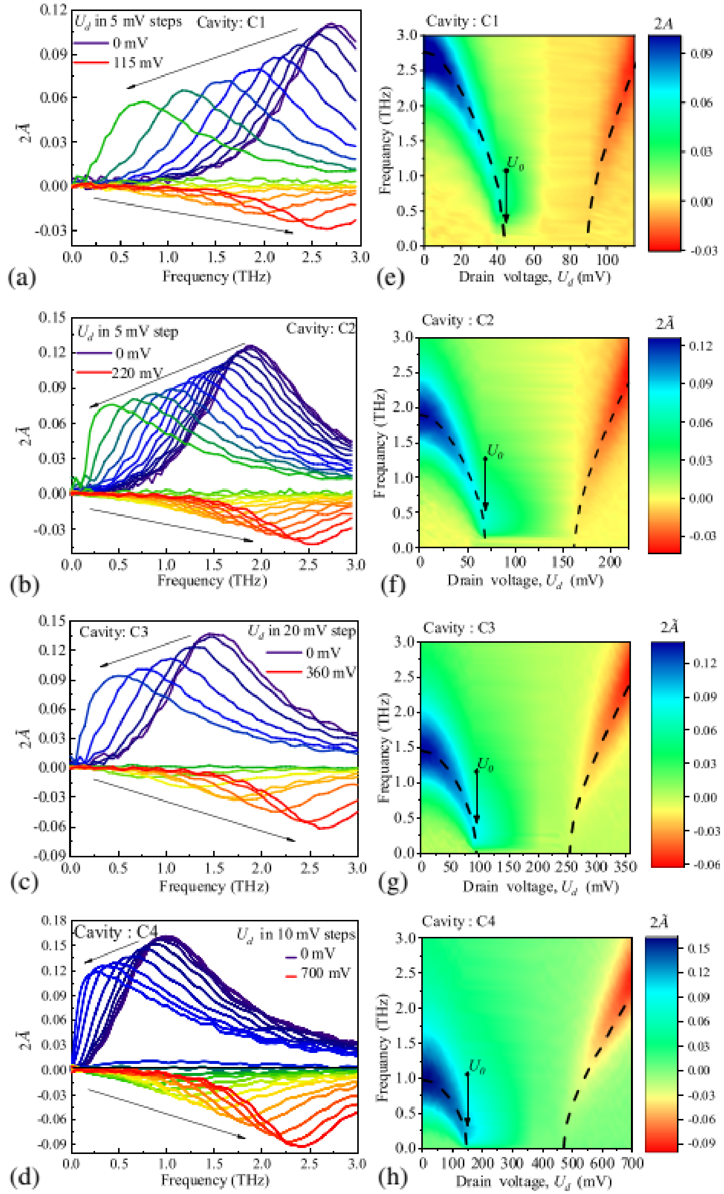
(a)

(b)



(a)

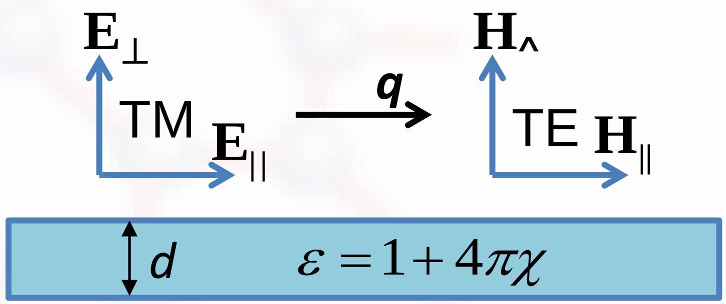
(b)



(a) (b) (c) (d) (e) (f) (g) (h)

Поверхностные волны в двумерном слое

Для 2D слоя *(qd << 1)* общая дисперсионное соотношение *R.E. Collin, Field Theory of Guided Waves (McGraw-Hill, New York, 1960)* распадается на два:



$$\alpha + \frac{1}{2\pi\chi_{2D}} = 0$$ ТМ моды

$$\alpha - 2\pi\chi_{2D}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = 0$$ ТЕ моды

2D восприимчивость $\chi_{2D} = \chi d = i\sigma_{2D} / \omega$ $\qquad \alpha = \sqrt{q^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}.$

$$\boxed{\mathrm{Re}\,\alpha > 0 \text{ ПЭВ} \Rightarrow \begin{cases} \mathrm{Re}\,\chi_{2D} < 0 \text{ для ТМ моды} \Leftrightarrow \mathrm{Im}\,\sigma_{2D} > 0 \\ \mathrm{Re}\,\chi_{2D} > 0 \text{ для ТЕ моды} \Leftrightarrow \mathrm{Im}\,\sigma_{2D} < 0 \end{cases}}$$

TE моды в графене

2DES: $$\sigma_{2D}(\omega) = \frac{e^2 N_{2D}\tau}{m^*(1-i\omega\tau)}$$ $\mathrm{Im}\,\sigma_{2D}(\omega) > 0$

Нет TE мод

Фононы (экситоны) в квантовых ямах:

$$4\pi\chi_{2D}(\omega) = \frac{\omega_{LT} d}{\omega_0 - \omega - i/\tau}$$ $\mathrm{Re}\,\chi_{2D}(\omega) > 0$ for $\omega < \omega_0$

TE моды существуют

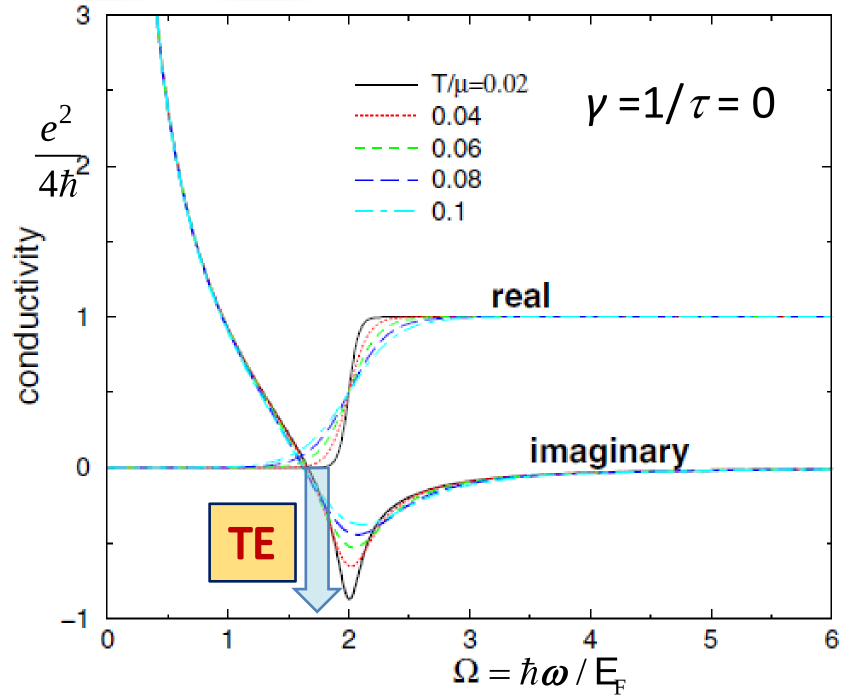
Графен:

$$\sigma_{2D}(\omega) = \frac{e^2 8\tau k_B T}{4\pi\hbar^2(1-i\omega\tau)} \ln\left[2\cosh\left(\frac{E_F}{2k_B T}\right)\right]$$

$$+\frac{e^2}{4\hbar} G\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) - \frac{e^2\omega}{i\pi}\int_0^\infty \frac{G(E) - G(\hbar\omega/2)}{(\hbar\omega)^2 - 4E^2} dE$$

$$G(\eta) = \frac{\sinh(\eta/k_B T)}{\cosh(\eta/k_B T) + \cosh(E_F/k_B T)}$$

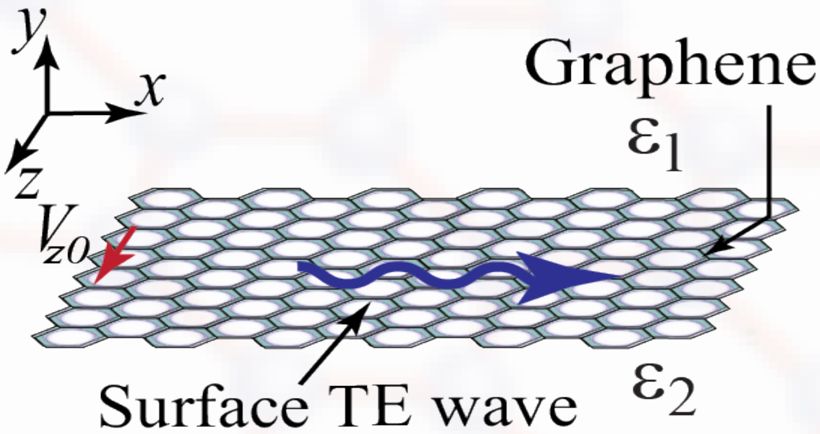
M.S. Jang et al. PRB **90**, 165409 (2014)



S.A. Mikhailov and K. Ziegler, PRL **99**, 016803 (2007)

TE существуют в графене в mid-IR диапазоне (115-140 ТГц for $N_{2D} > 6\times10^{12}$ cm^{-2} and 15-18 THz for $N_{2D} = 10^{11}$ cm^{-2}) в узком диапазоне (<10%)

ТЕ моды в графене с электрическим дрейфом



$$\omega\varepsilon_0\left(\frac{\varepsilon_1}{k_{y1}}-\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}}\right)+\sigma_{xx}+\frac{\sigma_{xz}\sigma_{zx}\mu_0\omega}{k_{y2}-k_{y1}-\sigma_{zz}\mu_0\omega}=0$$

$$k_{y1,2}=\sqrt{\omega^2\varepsilon_{1,2}/c^2-k_x^2}$$

$$\text{for}\quad V_{x0}=0,\ V_{z0}\neq 0\ \Rightarrow \sigma_{xz}=\sigma_{zx}=0$$

$$\hat{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_{xx} & \sigma_{xz}\\ \sigma_{zx} & \sigma_{zz}\end{pmatrix}$$

ТЕ моды

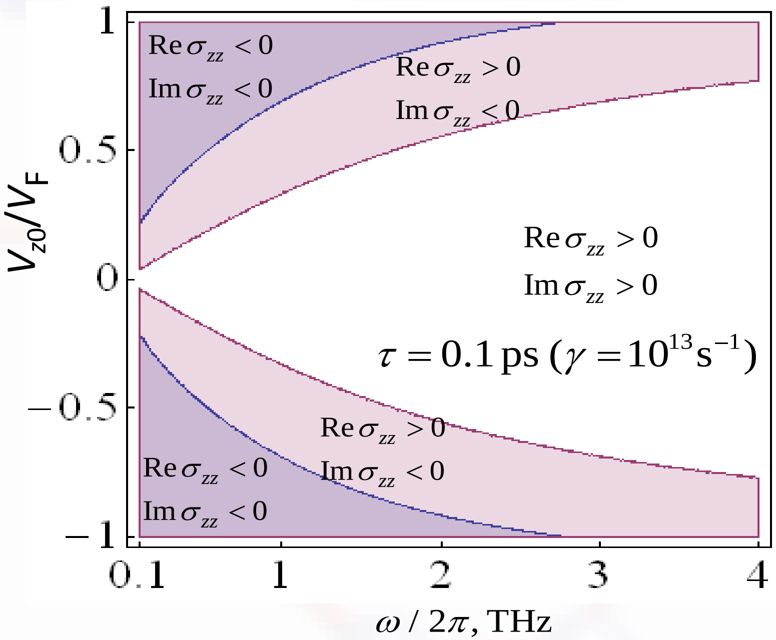
$$\boxed{k_{y2}-k_{y1}-\sigma_{zz}\mu_0\omega=0}$$

ТМ моды

$$\omega\varepsilon_0\left(\frac{\varepsilon_1}{k_{y1}}-\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}}\right)+\sigma_{xx}=0$$

Проводимость графена с поперечным дрейфом

Проводимость графена



for TE mode $V_{\mathrm{ph}}=\omega/k_x >> (V_{z0},V_{\mathrm{F}})$

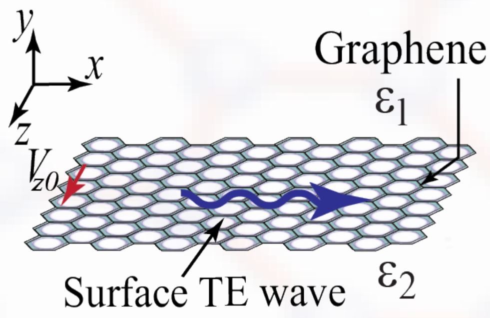
$$\sigma_{zz}(\omega)\approx-\frac{e^2V_{\mathrm{F}}E_{\mathrm{F}}(3iV_{z0}^2\gamma-2V_{\mathrm{F}}^2\omega+2V_{z0}^2\omega)}{\pi\hbar^2\sqrt{V_{\mathrm{F}}^2-V_{z0}^2}\,(\gamma-i\omega)[V_{z0}^2(3i\gamma-\omega)+2V_{\mathrm{F}}^2\omega]}$$

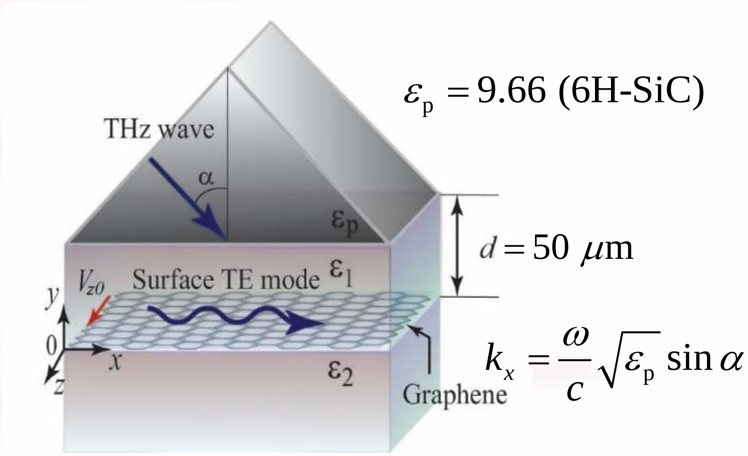
$$\mathrm{Re}\,\sigma_{zz}=\boxed{\gamma}\frac{e^2E_{\mathrm{F}}V_{\mathrm{F}}[4\omega^2V_{\mathrm{F}}^4+6\omega^2V_{z0}^2V_{\mathrm{F}}^2-V_{z0}^4(9\gamma^2+7\omega^2)]}{\pi\hbar^2\sqrt{V_{\mathrm{F}}^2-V_{z0}^2}\,(\gamma^2+\omega^2)[4\omega^2V_{\mathrm{F}}^4-4\omega^2V_{z0}^2V_{\mathrm{F}}^2+V_{z0}^4(9\gamma^2+\omega^2)]}$$

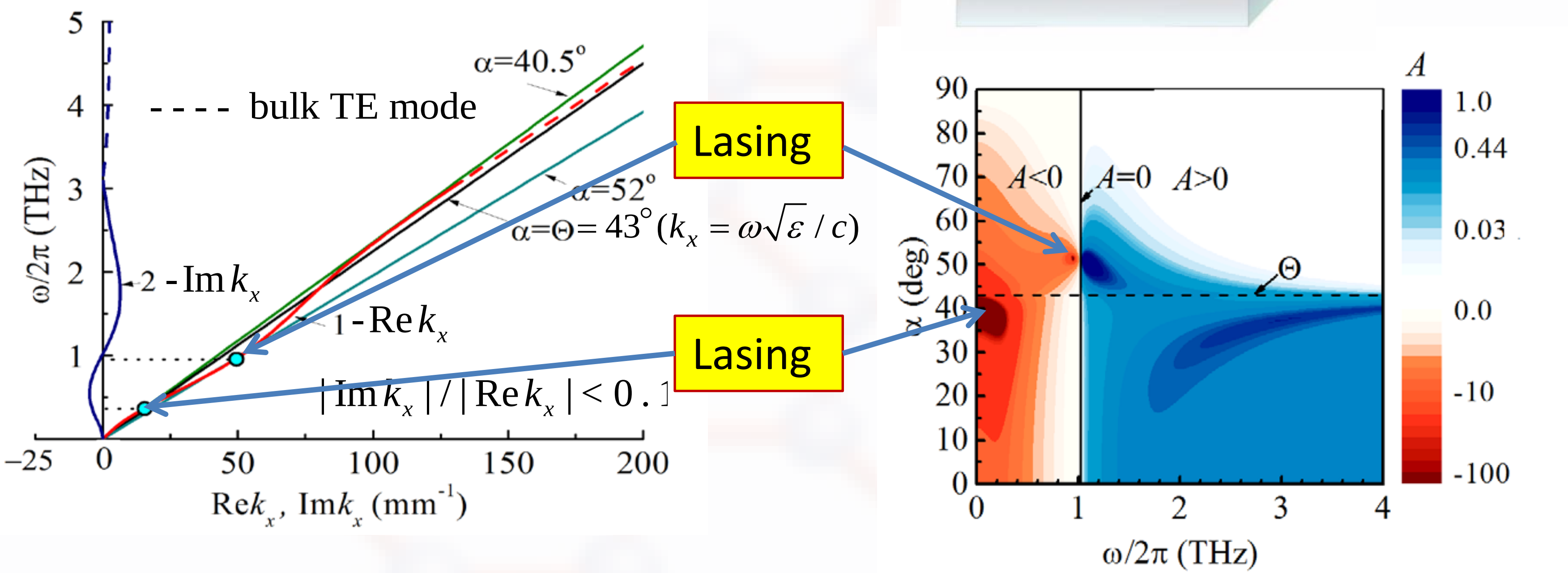
$\gamma=1/\tau$

$$\mathrm{Im}\,\sigma_{zz}=\frac{\omega 2e^2E_{\mathrm{F}}V_{\mathrm{F}}[2\omega^2V_{\mathrm{F}}^4+\omega^2V_{z0}^4-3V_{z0}^2V_{\mathrm{F}}^2(2\gamma^2+\omega^2)]}{\pi\hbar^2\sqrt{V_{\mathrm{F}}^2-V_{z0}^2}\,(\gamma^2+\omega^2)[4\omega^2V_{\mathrm{F}}^4-4\omega^2V_{z0}^2V_{\mathrm{F}}^2+V_{z0}^4(9\gamma^2+\omega^2)]}$$

TE моды в графене с электрическим дрейфом



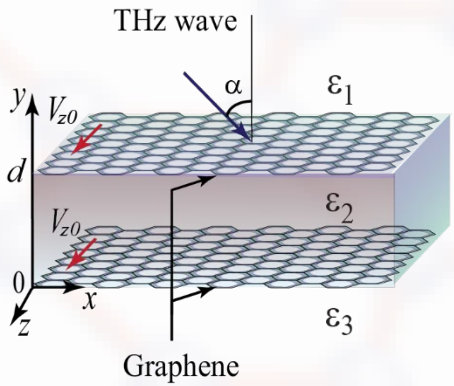




Lasing ⇨ $\gamma_{\rm dis}(\omega)+\gamma_{\rm rad}(\omega,\alpha)=-g(\omega,\alpha)$ ⇨ $A\to-\infty$

$\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon=4.5$ (hBN) $\quad E_F=500$ meV $\quad \tau=0.1$ ps $\quad V_{z0}=0.7\,V_F$

Волноводные TE моды в двух-слойной структуре



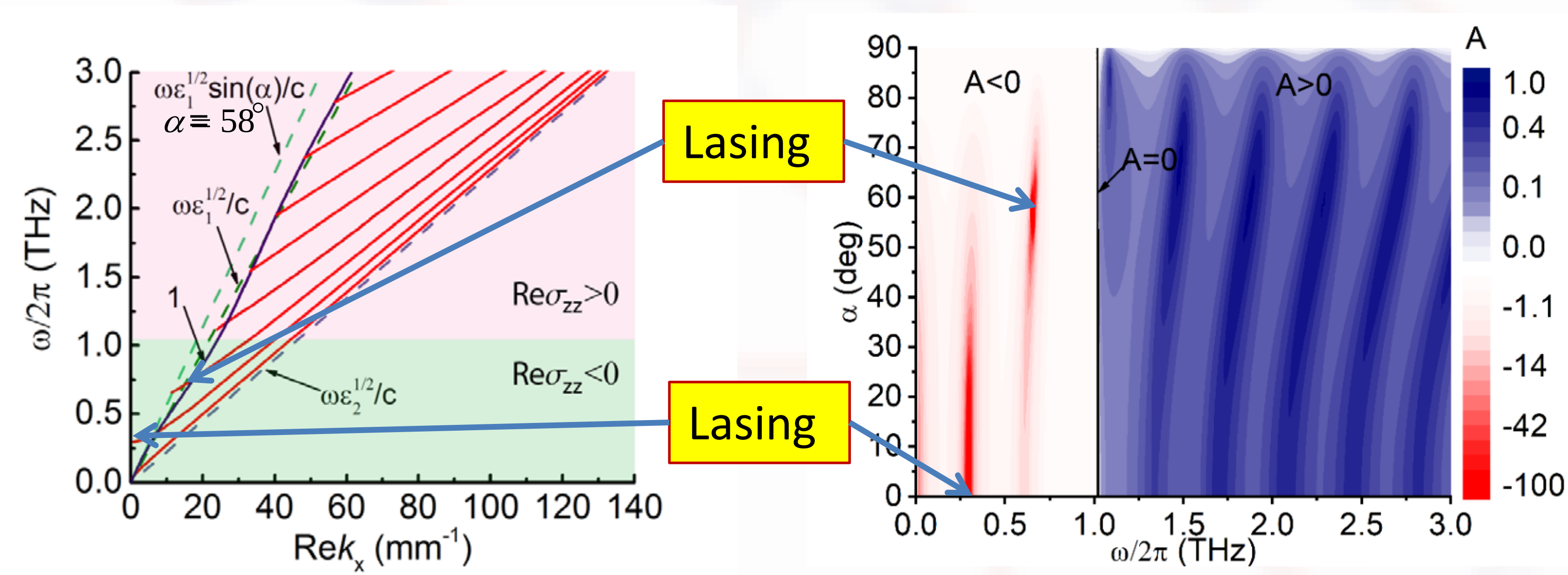
$\varepsilon_2 > \varepsilon_{1,3}$

Дисперсионное соотношение

$$\exp(2idk_{y2})(k_{y1}-k_{y2}-\sigma_{zz1}\mu_0\omega)(k_{y2}+k_{y3}-\sigma_{zz2}\mu_0\omega)$$
$$+(k_{y1}+k_{y2}+\sigma_{zz1}\mu_0\omega)(k_{y2}-k_{y3}+\sigma_{zz2}\mu_0\omega)=0$$

$$k_{y1,2,3}=\sqrt{\omega^2\varepsilon_{1,2,3}/c^2-k_x^2}$$

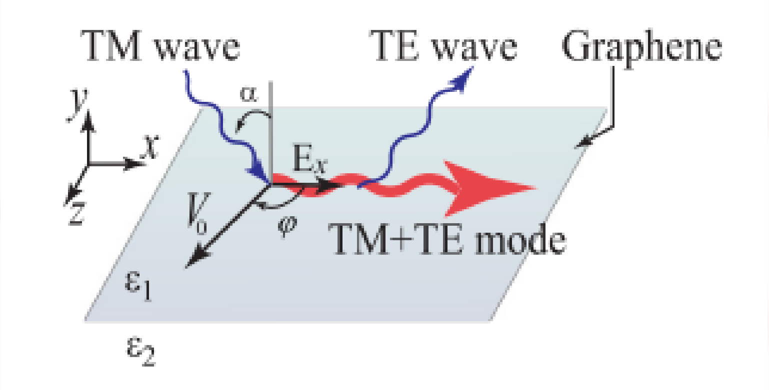
Коэффициент поглощения



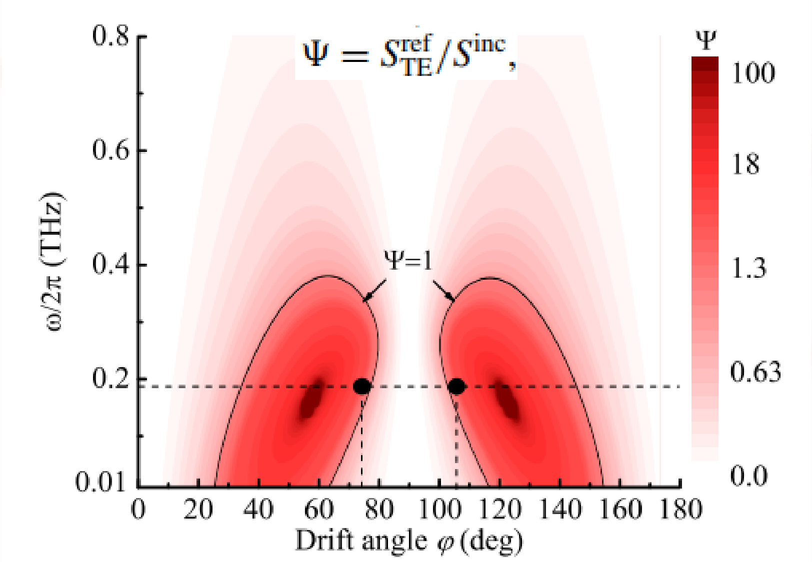
$\varepsilon_{1,3}=1 \quad \varepsilon_2=4.5 \quad d=200\ \mu\mathrm{m} \quad E_F=200\ \mathrm{meV} \quad \tau=0.1\ \mathrm{ps} \quad V_{z0}=0.7V_F$

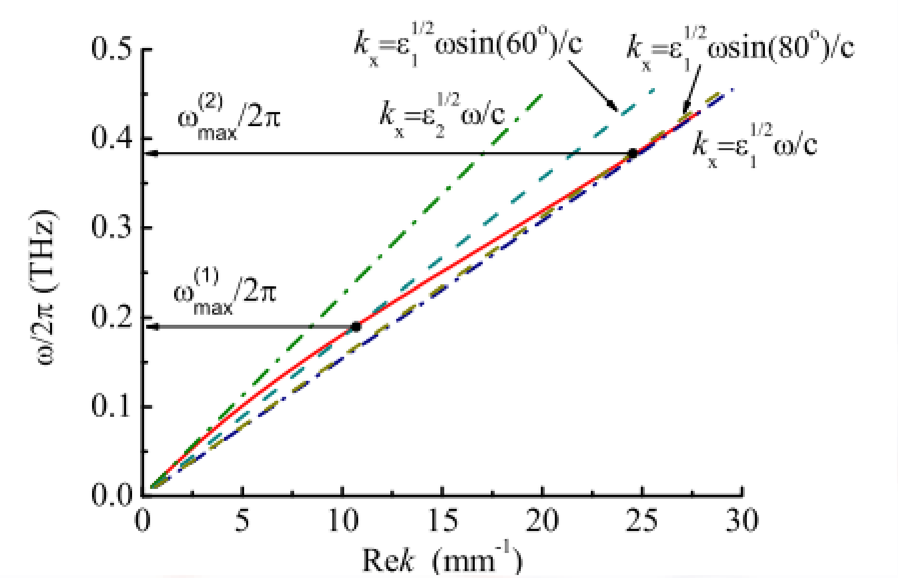
Преобразование поляризации в графене с постоянным дрейфом

Дисперсионное соотношение



$$\left[\omega\varepsilon_0\left(\frac{\varepsilon_1}{k_{y1}}-\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}}\right)+\sigma_{xx}(\omega)\right][k_{y2}-k_{y1}-\sigma_{zz}(\omega)\mu_0\omega]$$
$$=-\sigma_{xz}(\omega)\sigma_{zx}(\omega)\mu_0\omega, \quad (5)$$



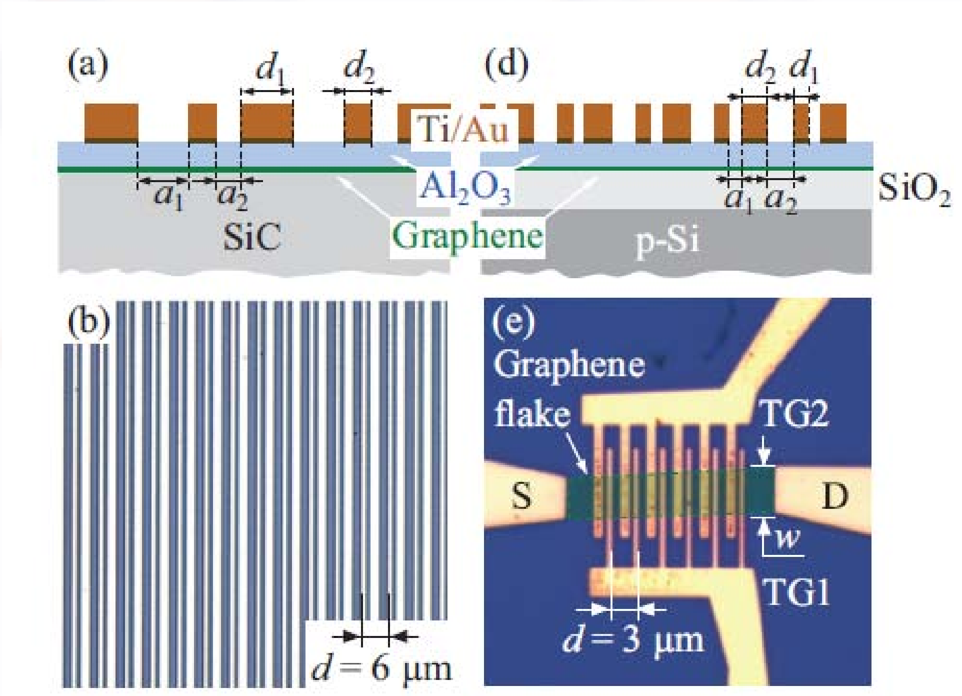


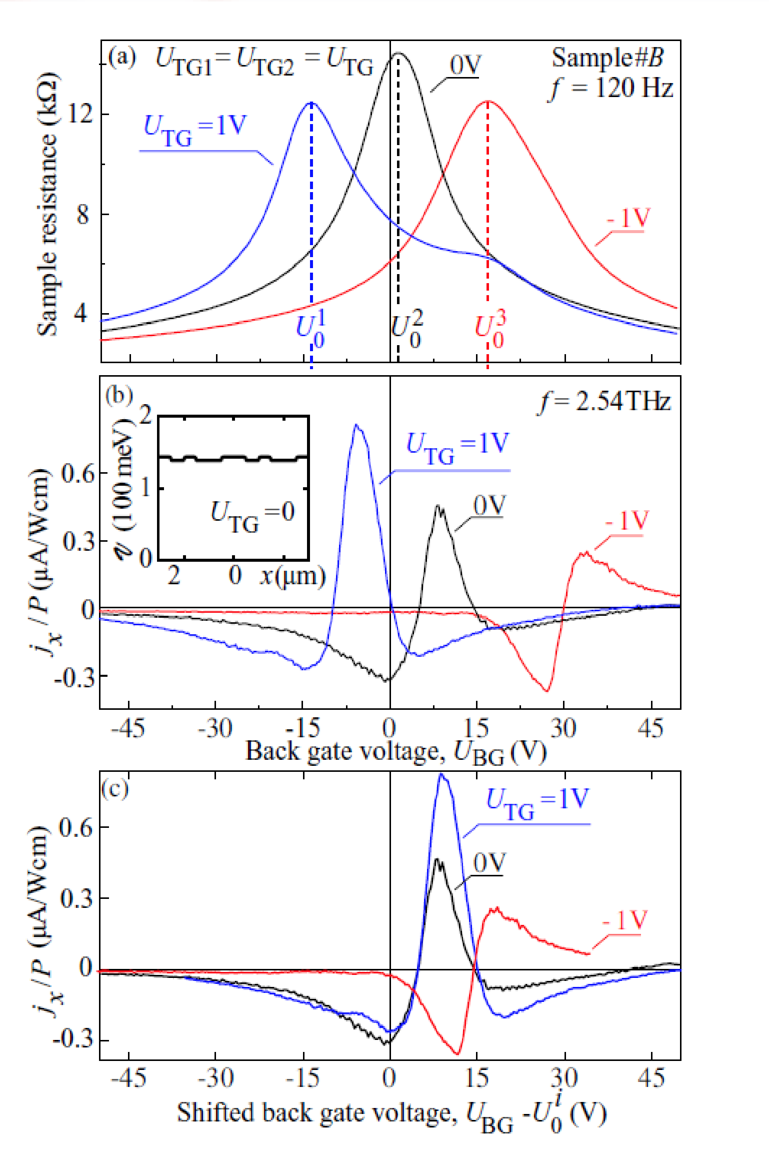
PHYSICAL REVIEW B 110, L081402 (2024)

Содержание

- введение в графеновую тематику
- о поверхностных волнах
- гидродинамика в графене
  - ТМ поверхностные волны в графене
  - ТЕ поверхностные волны в графене
- нелинейные эффекты

Motivation





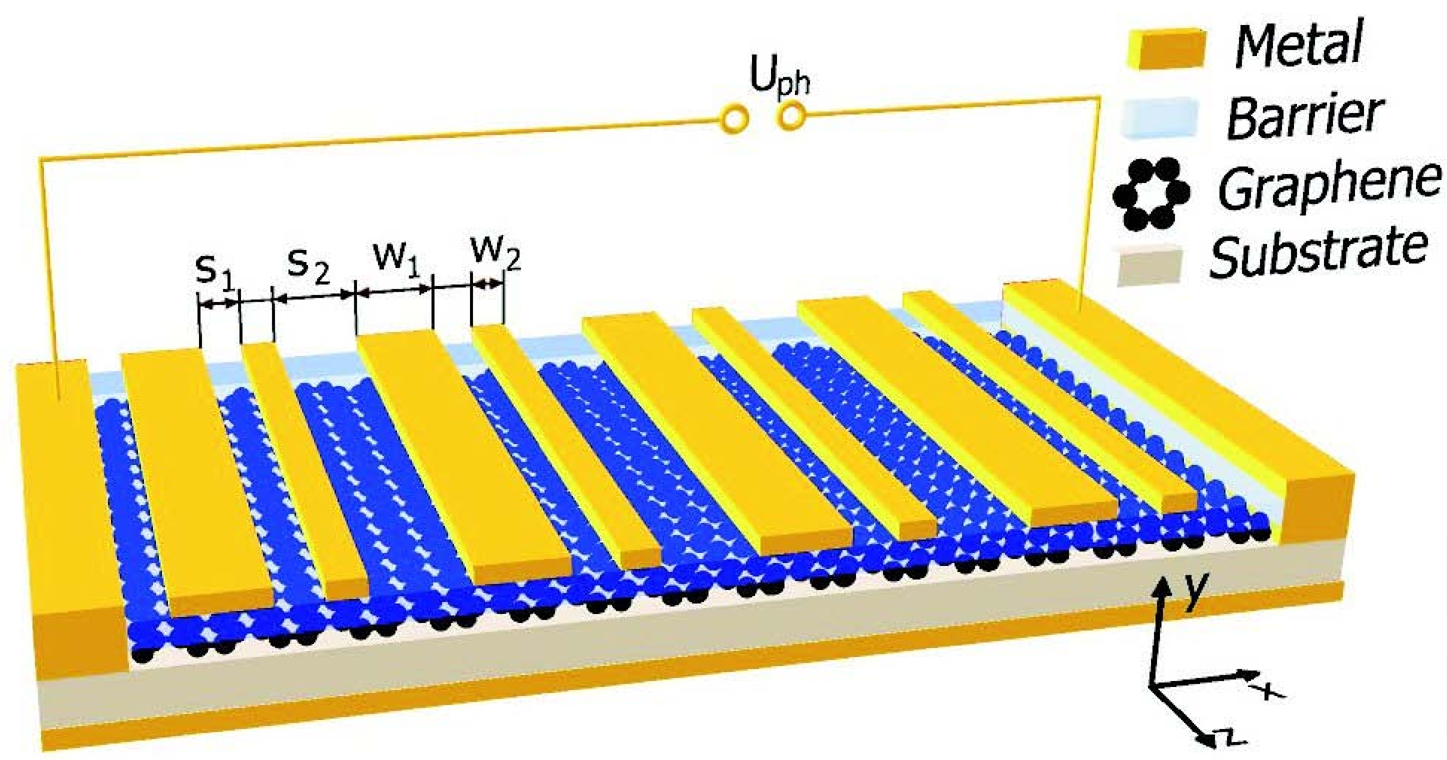
Plasmonic detector based on InP and GaAs

T. Watanabe, S. A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y. M. Meziani, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, T. Otsuji // IEEE Sensors Journal, 2013

Plasmonic detector based on graphene

Olbrich P., Kamann J., König M., Munzert J., Tutsch L., Ming-Hao Liu, Eroms J., Weiss D., Golub L.E, Ivchenko E.L., Popov V.V., Fateev D.V, Mashinsky K.V, Fromm F., Seyller Th., Ganichev S.D // PRB, 2016

Graphene structure with dual grating gate



Parameters:

$s_1 + s_2 = 0.375\ \mu m$

$w_1 = 1\ \mu m$, $w_2 = 0.25\ \mu m$

$d_{bar} = 30$ nm

$\gamma = 10^{12}\ s^{-1}$

$\varepsilon_{ext} = 1$

$\varepsilon_{bar} = 9\ (Al_2O_3)$

$\varepsilon_{sub} = 3.9\ (SiO_2)$

Hydrodynamic approach

Hydrodynamic equations:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial N(x,t)}{\partial t} + \dfrac{\partial v(x,t)N(x,t)}{\partial x} = 0 \\ \dfrac{\partial p(x,t)}{\partial t} + v(x,t)\dfrac{\partial p(x,t)}{\partial x} + e(x)E(x,t) + \dfrac{p(x,t)}{\tau} = 0 \end{cases}$$

(S. Rudin // International Journal of High Speed Electronics and Systems 20, 567 (2011))

approximations:

$$v(x,t) < v_{\mathrm{F}}, \quad k_B T < \varepsilon_{\mathrm{F}}, \quad N(x,t) = \frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}^2(x,t)}{\pi \hbar^2 v_{\mathrm{F}}^2} \quad m_{dyn} = \frac{|\varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)|}{v_{\mathrm{F}}^2}, \quad p(x,t) \approx \frac{|\varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)|}{v_{\mathrm{F}}^2} v(x,t)$$

(A. Tomadin, M. Polini //PRB 88, 205426 (2013))

Hydrodynamic equations in graphene:

$$\begin{cases} 2\dfrac{\partial \varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)}{\partial t} + \boxed{\varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)\dfrac{\partial v(x,t)}{\partial x} + 2v(x,t)\dfrac{\partial \varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)}{\partial x}} = 0 \\ \boxed{\dfrac{\partial \varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)v(x,t)}{\partial t}} + \boxed{\varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)v(x,t)\dfrac{\partial v(x,t)}{\partial x}} = -v_{\mathrm{F}}^2 e(x)E(x,t) - \boxed{\dfrac{\varepsilon_{\mathrm{F}}(x,t)v(x,t)}{\tau}} \\ j(x,t) = \dfrac{e(x)v(x,t)\varepsilon_{\mathrm{F}}^2(x,t)}{\pi \hbar^2 v_{\mathrm{F}}^2} \end{cases}$$

Estimation of responsivity

$$j_0^{(2)} = \frac{v_F^2 |e|^3}{\hbar^2 \pi\omega\gamma\left(\omega^2+\gamma^2\right)} \int_0^L \boxed{\mathrm{sgn}\left(e(x)\right)} \mathrm{Re}\left((2\omega - i\gamma) \boxed{E_\omega \frac{\partial (E_\omega)^*}{\partial x}} \right) \mathrm{d}x$$

Plasmonic drag

Electron-hole plasmonic ratchet

Travelling plasma wave

$$E(x) = E_0 \cos(\omega t - qx)$$

$$\boxed{j_0 = \frac{|e|^3 q v_F^2 E_0^2 \langle \mathrm{sgn}(e) \rangle}{4\hbar^2 \pi\omega\left(\omega^2+\gamma^2\right)}}$$

$$P = \frac{\mathrm{Re}(\langle\sigma\rangle) E_\omega^2}{2}$$

$$R = \frac{j_0}{P} = \frac{\pi |e| v_F^2}{L\left|\varepsilon_{Fs_1}^{(0)}\right| \omega\gamma}$$

Standing plasma wave

$$E(x) = E_0\left(\cos(\omega t - qx) + \cos(\omega t + qx)\right)$$

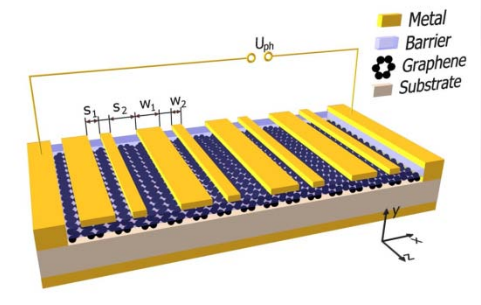
$$\varepsilon_{Fs_1}^{(0)}(x) = \varepsilon_{Fw_2}^{(0)}(x) = \varepsilon_{Fs_2}^{(0)}(x) = -\varepsilon_{Fw_1}^{(0)}(x)$$

$$\boxed{j_0 = -\frac{2|e|^3 v_F^2 E_0^2}{\hbar^2 \pi\gamma L\left(\omega^2+\gamma^2\right)} \sin\left(q(s_1 - s_2)\right) \sin\left(q w_1\right)}$$

$\sin\left(q(s_1 - s_2)\right)$ Asymmetry factor

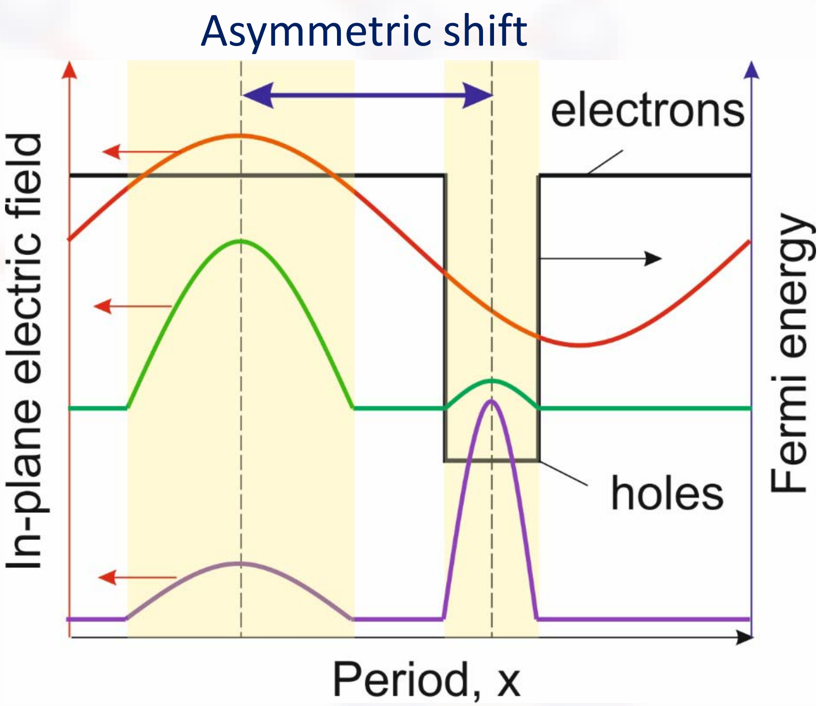
$$j_0^{(\max)} = \frac{2|e|^3 v_F^2 E_0^2}{\hbar^2 \pi\gamma L\left(\omega^2+\gamma^2\right)}$$

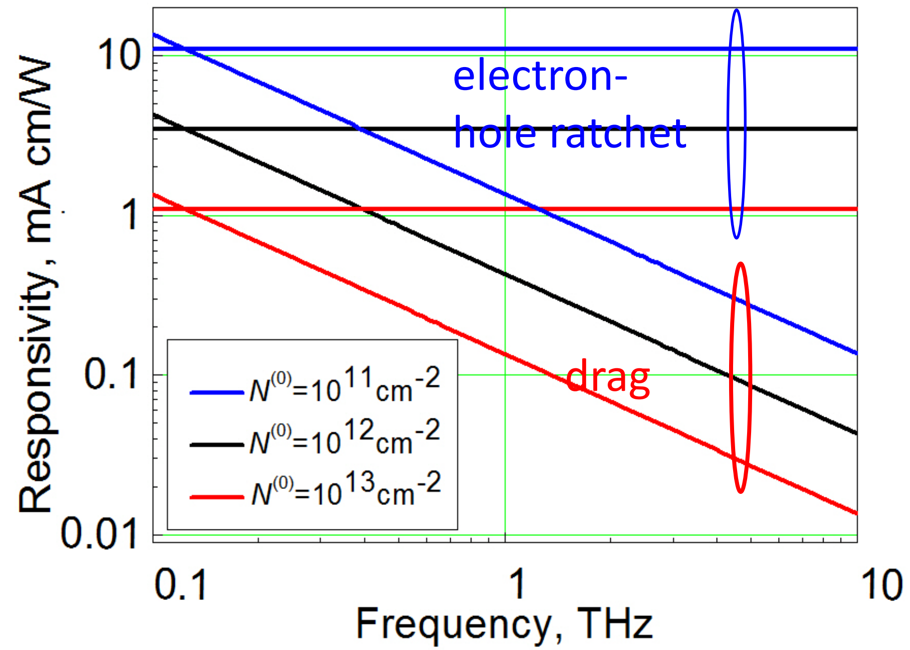
$$R = \frac{j_0^{(\max)}}{P} = \frac{4|e| v_F^2}{L\left|\varepsilon_{Fs_1}^{(0)}\right| \gamma^2}$$



Estimation of responsivity

Electron-hole plasmonic ratchet





sin(*qx*)

schematic view of wide-gate plasmon mode

schematic view of narrow-gate plasmon mode

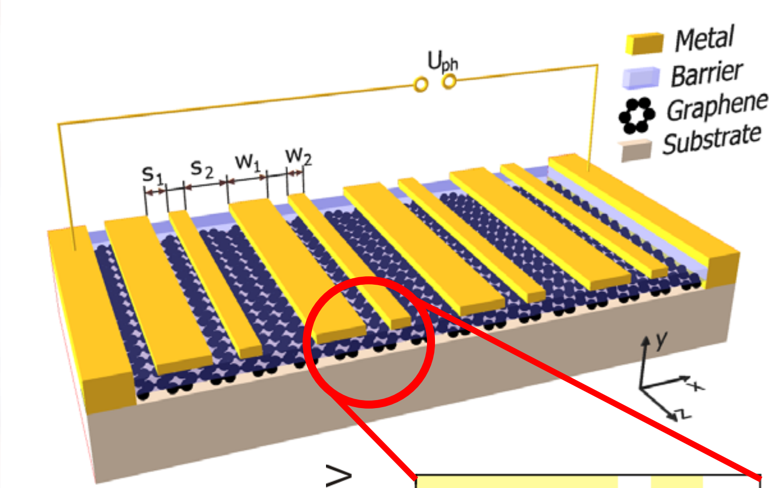
$\tau = 1 \cdot \mathrm{ps}$

$$j_0 = -\frac{2|e|^3 v_F^2 E_0^2}{\hbar^2 \pi \gamma L(\omega^2+\gamma^2)} \sin\left(q(s_1 - s_2)\right) \sin\left(q w_1\right)$$

Rectified current for plasmon electric field

for $\varepsilon_{F,w1} = \varepsilon_{F,s1} = \varepsilon_{F,s2} = \varepsilon_{F1}, \quad \varepsilon_{F,w2} = \varepsilon_{F2}$

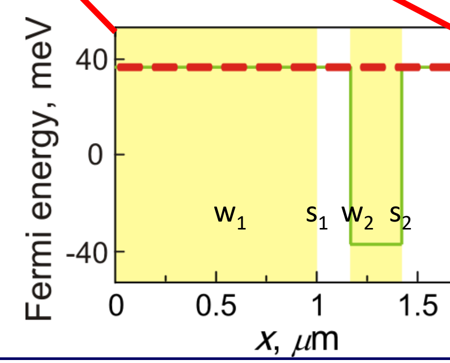
full current $j_0 = j_0^{rt} + j_0^{dr}$



Consist of:

$$j_0^{dr} = \frac{|e|^3 v_F^2}{\hbar^2 \pi \omega \left(\omega^2 + \gamma^2\right)} \left(\mathrm{sgn}\left(\varepsilon_{F1}\right) \left(1 - \frac{w_2}{L}\right) + \mathrm{sgn}\left(\varepsilon_{F2}\right) \frac{w_2}{L} \right) \sum_p q_p \left| E_{x,\omega,p} \right|^2$$

(plasmonic drag)

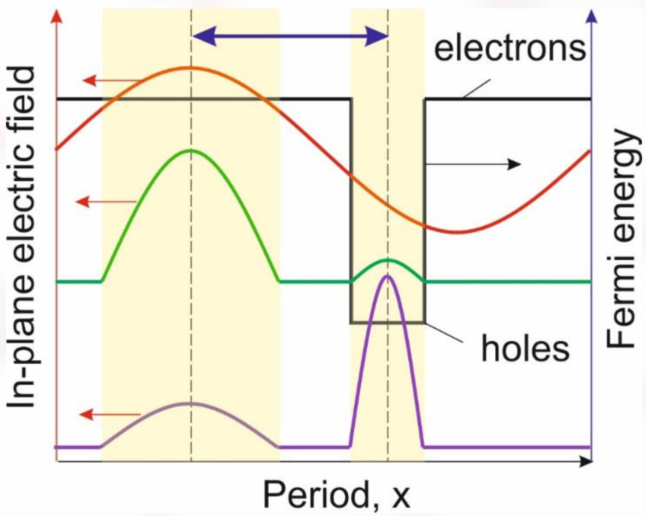


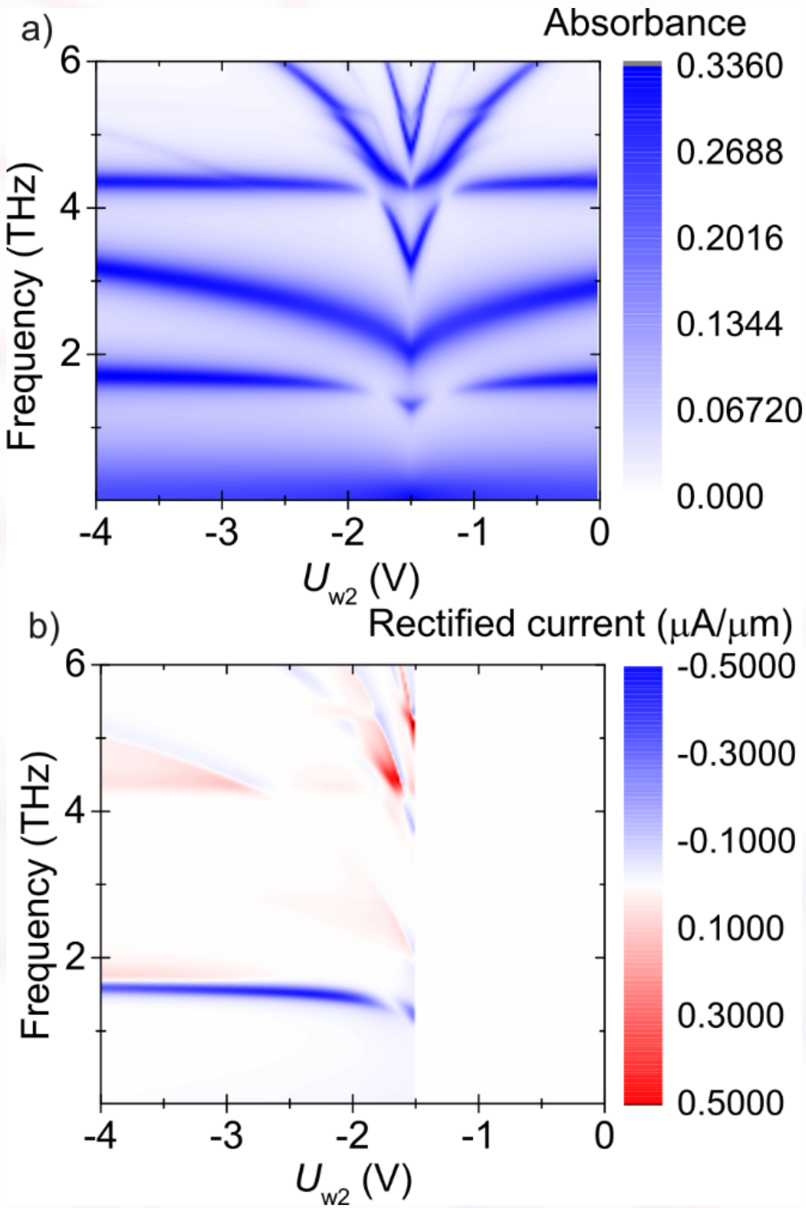
$$j_0^{rt} = \frac{|e|^3 v_F^2}{\hbar^2 \pi \omega \left(\omega^2 + \gamma^2\right)} \frac{4}{\gamma L} \left(\mathrm{sgn}\left(\varepsilon_{F2}\right) - \mathrm{sgn}\left(\varepsilon_{F1}\right) \right) \times$$

$$\times \mathrm{Re}\left[\left(i\omega + \frac{\gamma}{2} \right) \sum_p \sum_{p' \neq p} E_{x,\omega,p} E^*_{x,\omega,p'} \frac{p'}{p - p'} \sin\left(\pi \left(p - p'\right) \frac{w_2}{L} \right) \exp\left(i\pi \left(p - p'\right) \frac{s_1 - s_2}{L} \right) \right]$$

(electron-hole plasmonic ratchet)

Enhancing resonant rectification





Enhancing the rectified current near CNP due to growing the electric field at the boundaries of regions with low Fermi energies and due to excitation of hybrid pasmon modes

$$\tau = 1\text{ps}$$

Заключение

- ТМ поверхностные волны в графене – плазмоны – это интересно, в том числе благодаря, выпрямлению.
- ТЕ поверхностные волны в графене – это новое явление, интересно вдвойне.
- И ТЕ и ТМ поверхностные волны в графене, возможно, сделают вклад в освоение ТГц диапазона.

This work was supported by the Russian Science Foundation (grant № 22-19- 00611).

Спасибо за ваше внимание.

Д.В. Фатеев, В.В. Попов, ФТП, 54 (8), 785 (2020)

И.М. Моисеенко, В.В Попов, Д.В. Фатеев, ФТП, 55 (8), 649 (2021)

О.В. Полищук, Д.В. Фатеев, В.В. Попов, ФТП, 55 (10), 850 (2021)

I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev, Phys. Rev. B 103, 195430 (2021)

I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev, J. Phys.: Cond. Matt. 34, 295301 (2022)

I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev, J. Phys.: Cond. Matt. 35, 255301 (2023)

I.M. Moiseenko, D.V. Fateev, V.V. Popov, Phys. Rev. B 109, L041401 (2024)

I.M. Moiseenko, D.V. Fateev, V.V. Popov, Phys. Rev. B 110, L081402 (2024)

P. Olbrich, et al, Phys. Rev. B 93, 075422 (2016).

D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, H. Qin, J. Sun, and V. V. Popov, 51, 1500 (2017).

D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, V. V. Popov, Appl. Phys. Lett. 110, 061106 (2017).

D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, J. D. Sun, V. V. Popov, Solid. State. Electron. 157, 20 (2019).

J. A. Delgado-Notario, et al, Nanophotonics 11, 519 (2022).

This work was supported by the Russian Science Foundation (grant № 22-19- 00611)