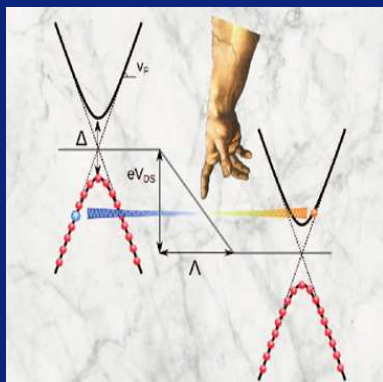


Effet Klein-Schwinger mésoscopique dans le graphène



Aurélien Schmitt, Pierre Vallet, David Mele, Michael Rosticher, Mark-Oliver Goerbig, Jérôme Cayssol, Takashi Taniguchi, Kenji Watanabe, Christophe Voisin, Jean-Marc Berroir, Erwann Bocquillon, Gwendal Fève, Jan Troost, Emmanuel Baudin



Bernard Plaçais

Jubilé Gilles Montambaux UTMB 2022
(Orsay, 23 Jun 2022)

Gilles en guide du « GR de Haute Mésoscopie »

- Gilles pionnier de la physique mésoscopique:
Présentation Hélène

Persistent currents in mesoscopic rings : ensemble averages and half-flux-quantum periodicity

Hélène Bouchiat and Gilles Montambaux

AT & T Bell Laboratories, 600 Mountain Avenue, Murray Hill, NJ 07974, U.S.A.
and Laboratoire de Physique des Solides, Associé au CNRS,
Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France

(Reçu le 17 février 1989, accepté le 17 avril 1989)

- Gilles parmi les pionniers des Rencontres de Moriond en physique mésoscopique
(1994, 1996, 1999, 2001, 2004, 2008, etc...)
Présentation Thierry
- « ***Et Gilles créa le GDR de Physique Mésoscopique*** » en 2002

Un impact considérable sur la communauté

20 ans après la flamme mésolympique brule toujours, et encore pour longtemps

Gilles en Guide du G(d)R de Haute Mésoscopie

- Gilles pionnier de la physique mésoscopique:

Persistent currents in mesoscopic rings : ensemble averages and half-flux-quantum periodicity

Hélène Bouchiat and Gilles Montambaux

AT & T Bell Laboratories, 600 Mountain Avenue, Murray Hill, NJ 07974, U.S.A.
and Laboratoire de Physique des Solides, Associé au CNRS,
Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France

(Reçu le 17 février 1989, accepté le 17 avril 1989)

- Gilles parmi les pionniers des Rencontres de Moriond en physique mésoscopique (1994, 1996, 1999, 2001, 2004, 2008, etc...)

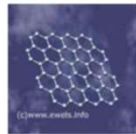
- « *Et Gilles créa le GDR de Physique Mésoscopique* » en 2002 (le GDR a 20 ans en 2022)

- Gilles et Anne-Marie aux Rencontres du Vietnam (2006, **2013**, 2017)



Le 22 Mai 2007, le graphène entre au GDR-méso à Orsay

GDR 2426
PHYSIQUE
QUANTIQUE
MESOSCOPIQUE



ORSA-NN-09-09-NOON

Journées du graphène

Amphi Blandin,
Laboratoire de Physique des solides

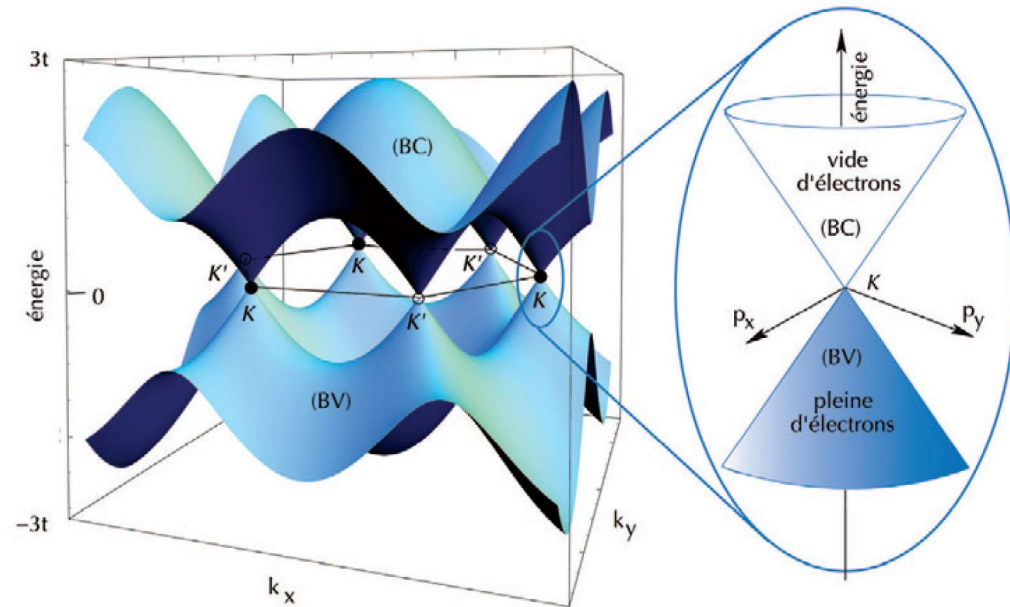


Orsay 2007

Mark GOERBIG
LPS, Orsay

Gilles MONTAUBAUX
LPS, Orsay

[Submitted on 2 Jul 2007 ([v1](#)), last revised 31 Aug 2007 (this version, v2)]
A new magnetic field dependence of Landau levels on a graphene like structure
[Petra Dietl](#), [Frederic Piechon](#), [Gilles Montambaux](#)



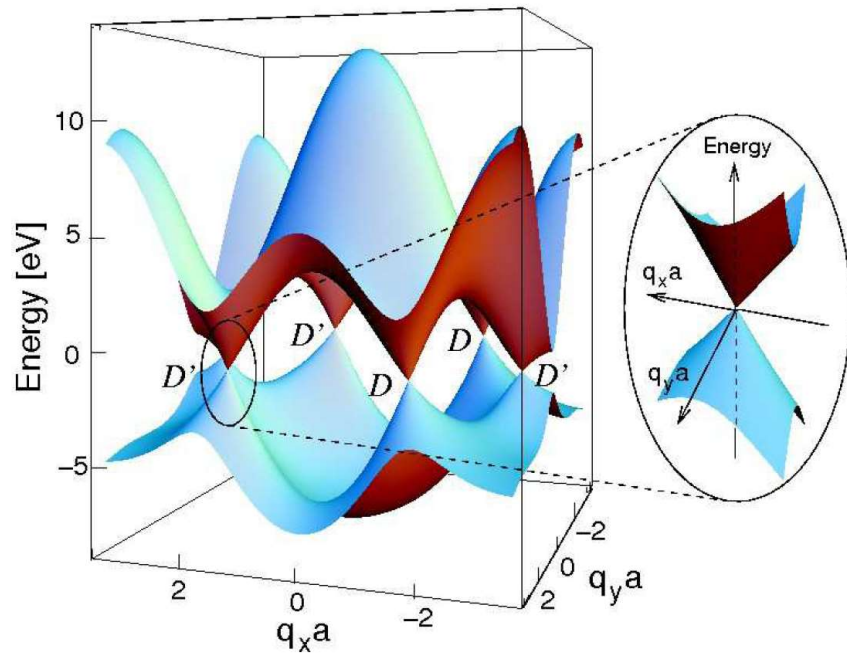
Reflets de la physique, EDP 2011

Quand la mécanique quantique rencontre la relativité dans un trait de crayon.

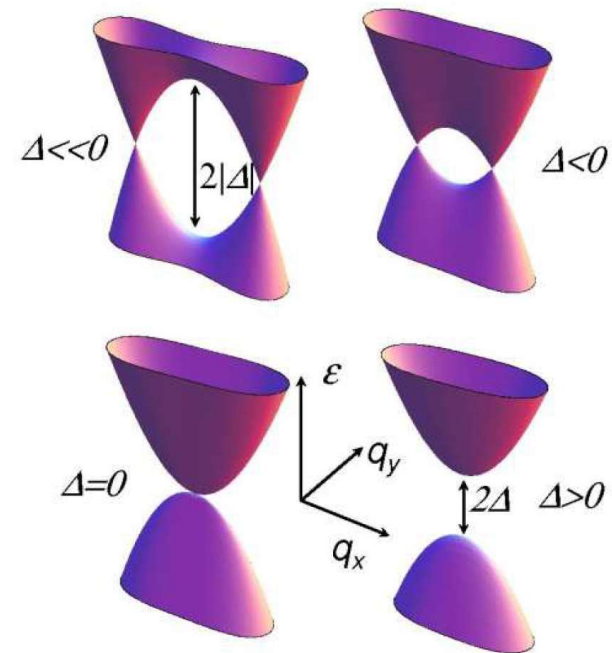
[Jean-Noël Fuchs](#), [Mark-Oliver Goerbig](#), [BP](#)

Quand Gilles joue avec les cônes de Dirac

[Submitted on 6 Mar 2008 ([v1](#)), last revised 20 Jun 2008
**Tilted anisotropic Dirac cones in quinoïd-type graphene
and α -(BEDT-TTF)₂I₃**
[M.O. Goerbig](#), [J.-N. Fuchs](#), [G. Montambaux](#), [F. Piechon](#)



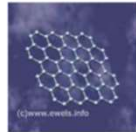
[Submitted on 14 Apr 2009 ([v1](#)), last revised 30 Oct 2009
Merging of Dirac points in a two-dimensional crystal
[G. Montambaux](#), [F. Piechon](#), [J.-N. Fuchs](#), [M.O. Goerbig](#)



Micro-ondes, atomes froids, polaritons

« Charge carriers in graphene mimic relativistic particles »

GDR 2426
PHYSIQUE
QUANTIQUE
MESOSCOPIQUE



DU 20 AU 24 NOVEMBRE 2007

Journées du graphène

Amphi Blandin,
Laboratoire de Physique des solides



Organisateurs :
Mark GOERBIG
LPS, Orsay

Gilles MONTAUBAUX
LPS, Orsay

Quantum electrodynamics in a pencil trace

K. Novoselov,

When one writes by a pencil, thin flakes of graphite are left on a surface. Some of them are only one angstrom thick and can be viewed as individual atomic planes cleaved away from the bulk. This strictly two dimensional material called graphene was presumed not to exist in the free state and remained undiscovered until the last year. In fact, there exists a whole class of such two-dimensional crystals. The most amazing things about graphene probably is that its electrons move with little scattering over huge (submicron) distances as if they were completely insensitive to the environment only a couple of angstroms away. Moreover, whereas electronic properties of other materials are commonly described by quasiparticles that obey the Schrödinger equation, electron transport in graphene is different: It is governed by the Dirac equation so that charge carriers in graphene mimic relativistic particles with zero rest mass.

Jusqu'où peut-on pousser l'analogie QED ?

Peut-on aller jusqu'à l'effet Schwinger ?

Schwinger: casser le vide au moyen d'un champ électrique



F. Sauter, Z. Phys. 1931
J. S. Schwinger, PRB 1951

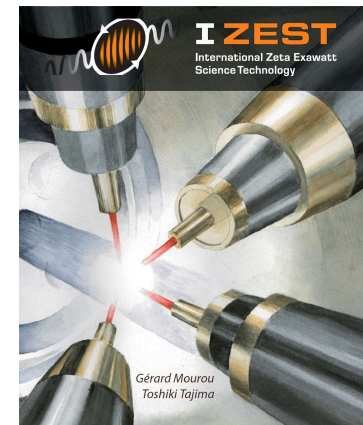
- Taux de création de paires électron-positron déduit d'une théorie non-perturbative analytique

$$w(E) \propto \sum_{n \geq 1} \left(\frac{E}{n}\right)^{\frac{d+1}{2}} e^{-\pi \frac{n E_S}{E}}$$

- Des champs électriques hors de portée

$$E_S = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = 1.32 \cdot 10^{18} \frac{V}{m} \quad (mc^2 = 511 \text{ keV})$$

peut-être un jour sous un laser zetaWatt →



„faire bouillir le vide
avec de la lumière“
G. Mourou, JR-2018

Effet Schwinger mésoscopique dans le graphène relativiste ?

$c \rightarrow v_F$ et symétrie particule anti-particule

- Fermions de Dirac 2d de masse nulle à neutralité: du Schwinger un peu « Canada sec »

$$W_{2d} = \frac{eE}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{eE}{v_F\hbar}} \sum_{n \geq 1} \frac{e^{-n\pi \frac{E_S}{E}}}{n^{3/2}} \propto E^{3/2} \quad E_S = 0$$

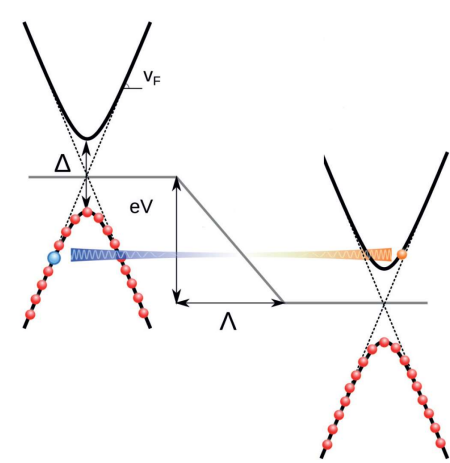
Théorie : B. Dora, R. Moessner, Phys. Rev. B (2010)
 TBLG : A. I. Berdyugin et al., Science (2022)
 C. Itzykson et J. B. Zuber, Quantum Field Theory, McGraw-Hill (2006)

- Fermions de Dirac 1d massifs: un seul paramètre et des champs électriques accessibles !

$$W_{1d} = \left(\frac{2e}{h}\right) E \sum_{n \geq 1} \frac{e^{-n\pi \frac{E_S}{E}}}{n} \quad E_S = \frac{\Delta_S^2}{e\hbar v_F} \sim 6 \cdot 10^7 \frac{V}{m} \quad \text{pour} \quad \Delta_S \sim \mu_S \sim 0,2 eV$$

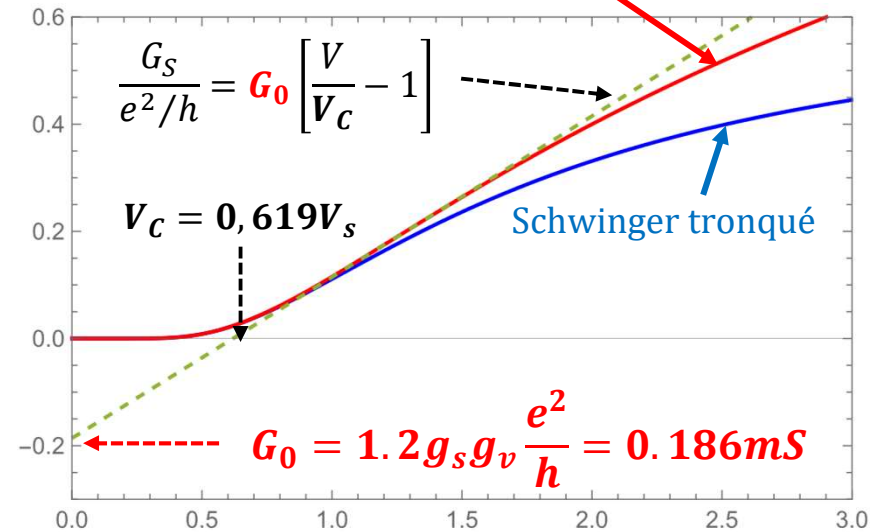
« Conductance mésoscopique » Schwinger-1d universelle

$\Delta_S = mv_F^2$
 $V_S = E_S \times \Lambda$
 $I_S = 2eg_s g_v w_{1d} \Lambda$



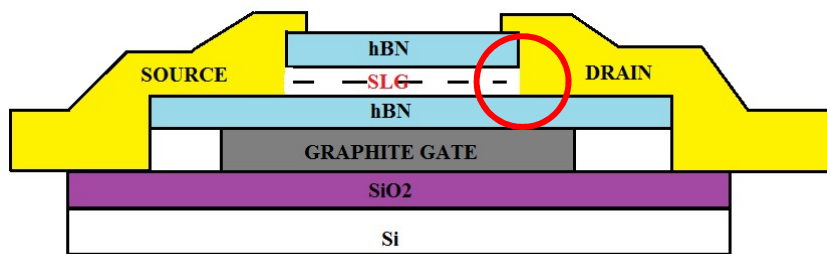
spin/vallée $g_s g_v = 4$
 $I_S = 4g_s g_v \frac{e^2}{h} V \text{Ln} \left(\frac{1}{1 - e^{-\pi V_S/V}} \right)$

$$\frac{G_S}{e^2/h} = 4g_s g_v \left[\text{Ln} \left(\frac{1}{1 - e^{-\pi V_S/V}} \right) + \frac{\pi V_S}{V} \frac{1}{e^{\pi V_S/V} - 1} \right]$$



Transistors « UTMB-2022 » d'Ultra haute Mobilité très longs, effet de pointe (aiguille du midi) par pincement au drain

MOSFET-graphene

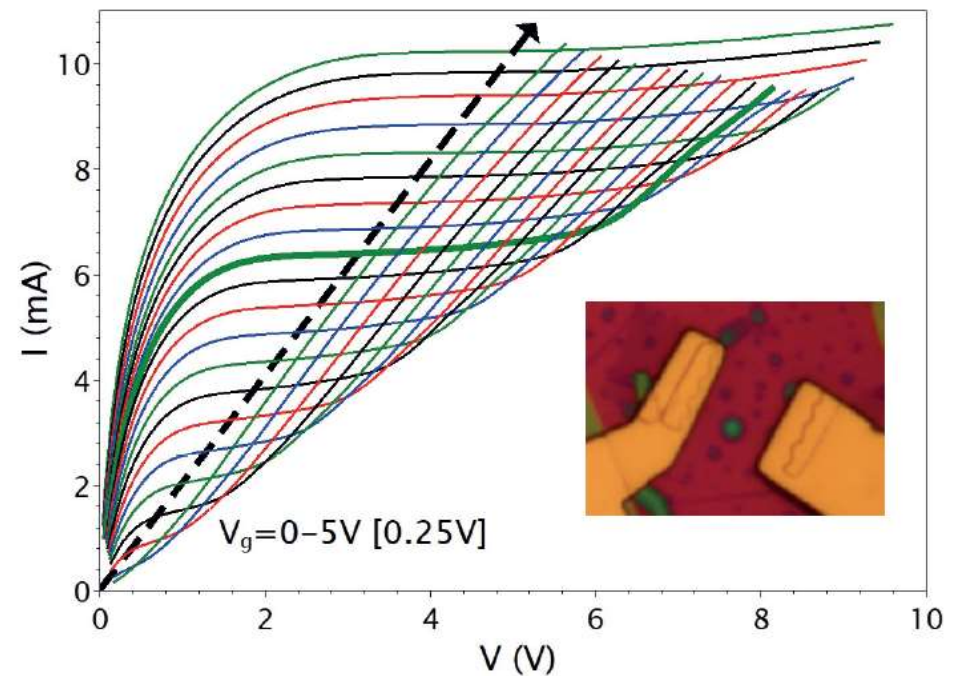


$$L \sim W \geq 10 \mu m$$

$$t_{hBN} \leq 100 nm$$

$$\mu \geq 100\,000 cm^2/Vs$$

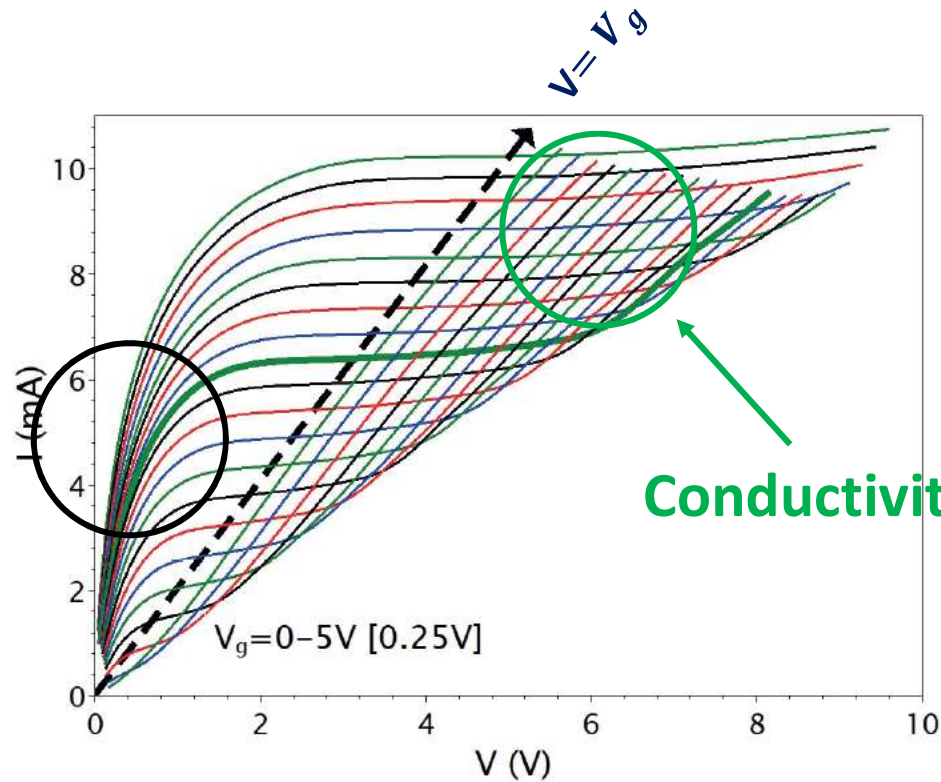
Mesure $V = V_g$ (simulation)



Deux régimes ohmiques classiques ...

Conductivités Drude-intrabande et Zener-interbande

Conductivité
Drude



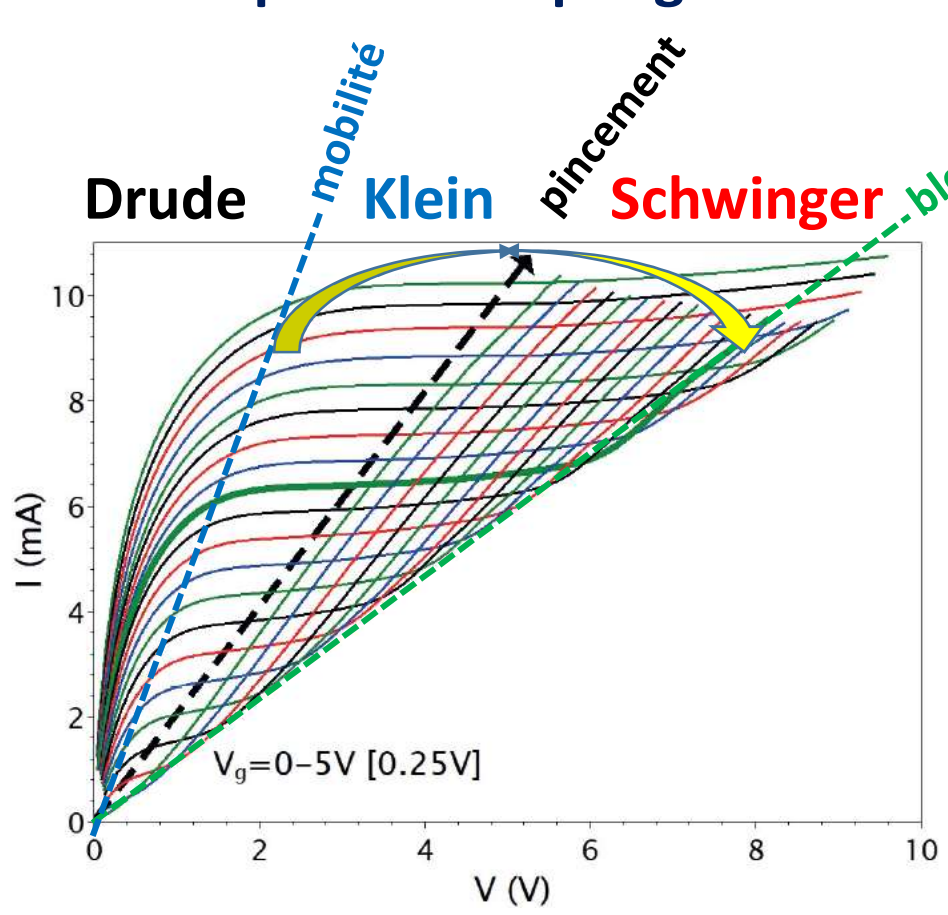
Conductivité Zener $\sigma_Z \sim 1mS$

W. Yang et al.; Nat. Nanotech. 2018

Deux nouveaux régimes, Klein et Schwinger

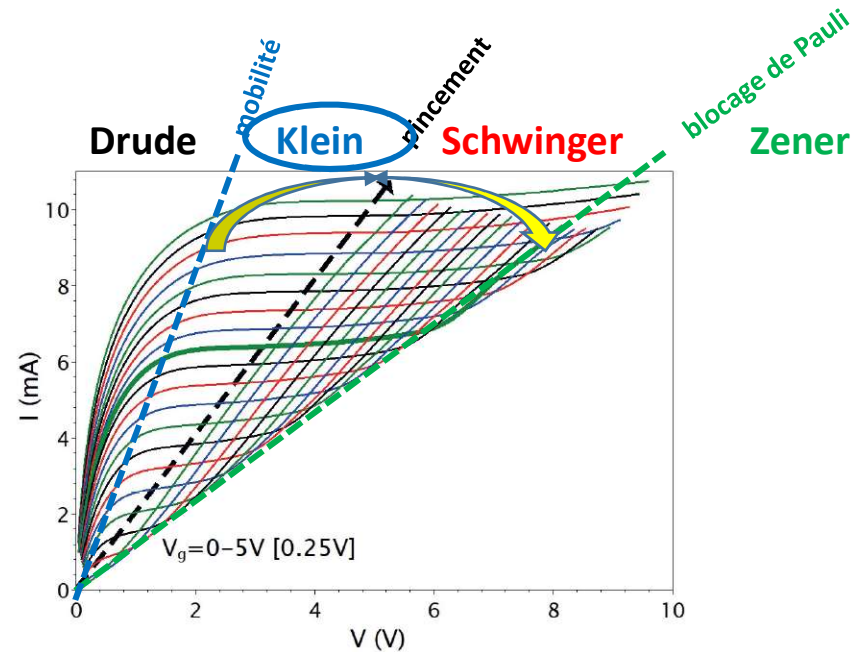
De part et d'autre du pincement par grandes Mobilité et Longueur

Code NRVB:



Zener
 $V_{Pauli} = E_{Zener}L$

Commençons Petit par la saturation de courant par collimation de Klein

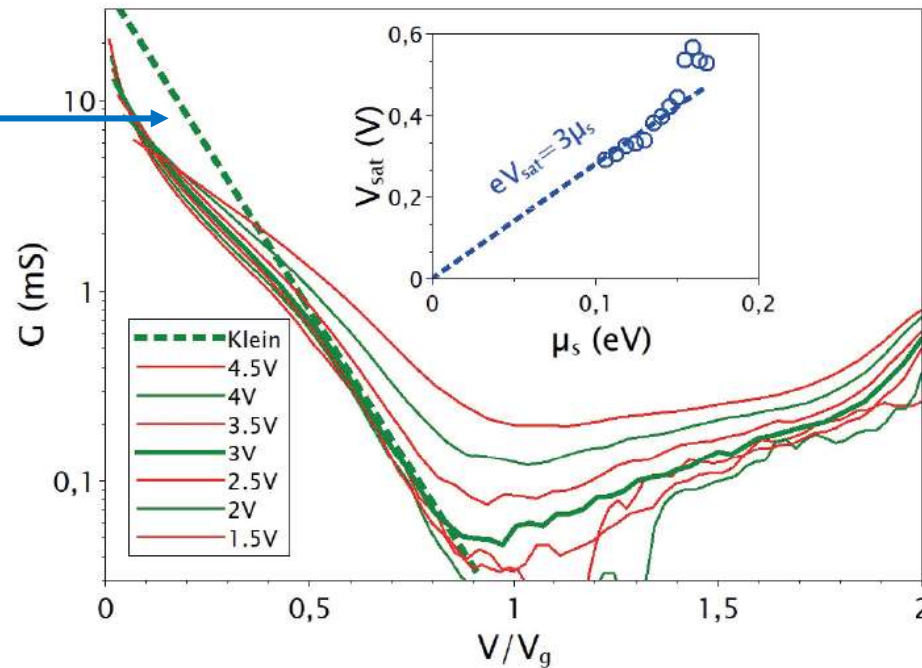


La conductance de Klein suit une loi d'échelle exponentielle réminiscente d'un gap de transport $\Delta_K \approx 3\mu_s$

Conductance « scaling »,
fit à 2 paramètres:

$$G_K(V) \approx G(0)e^{-V/V_{sat}}$$

Série de 5 dispos où
 $V_{sat} \sim 3 \mu_s$



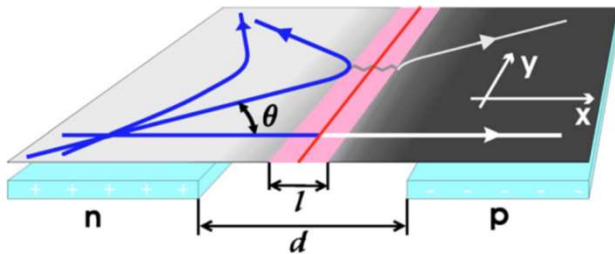
Au pincement la suppression à $G_K(V_g)$, propto $\propto e^{\sqrt{n_s}}$, s'amplifie avec le dopage !

Une loi exponentielle évocatrice de la collimation de Klein

Jonction p-n douce (équilibre)
(vérifiée expérimentalement)

$$T \approx e^{-\pi \frac{\mu_S}{\epsilon_K} \sin^2 \theta}$$

($\Lambda \approx \text{Ln}[10] \times d$)



V. V. Cheianov, V. I. Falko, PRB-2006

J. Cayssol et al., PRB-2009

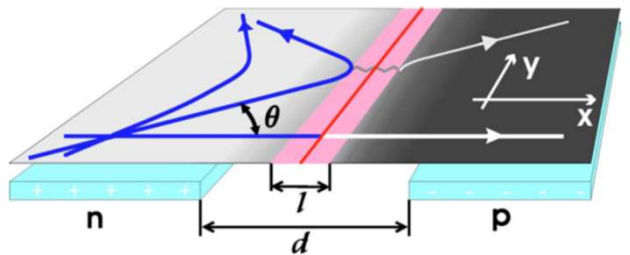
(H. Graef et al. Nat Comm 2019)

Une loi exponentielle évocatrice de la collimation de Klein

Jonction p-n douce (équilibre)
(vérifiée expérimentalement)

$$T \approx e^{-\pi \frac{\mu_s}{\epsilon_K} \sin^2 \theta}$$

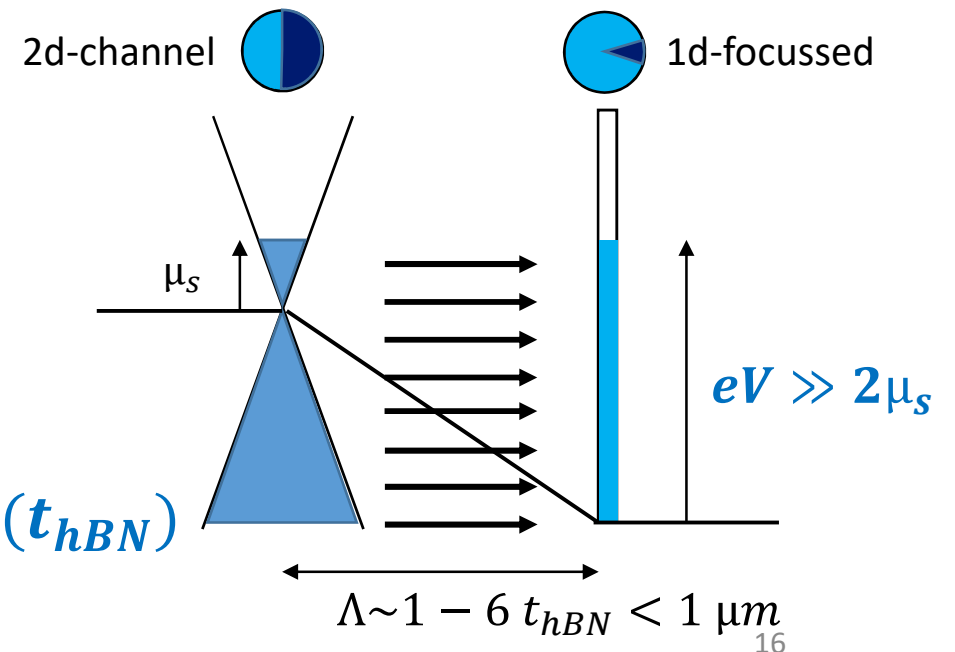
($\Lambda \approx \text{Ln}[10] \times d$)



V. V. Cheianov, V. I. Falko, PRB-2006
J. Cayssol et al., PRB-2009
(H. Graef et al. Nat Comm 2019)

Jonction de Klein (hors équilibre ++)
(théorie en chantier ...)

$$T \approx e^{-\pi \frac{\epsilon}{\epsilon_K} \sin^2 \theta}$$



Champ électrique localisé sur $\Lambda = f(t_{hBN})$

Pistolet fumant et bruyant de la collimation de Klein

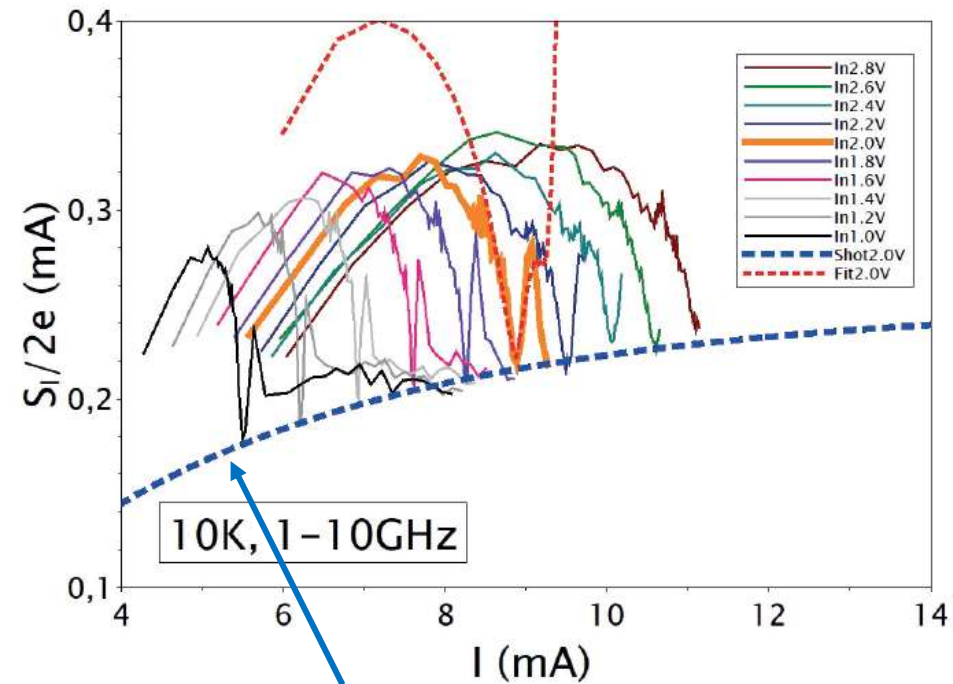
Bruit de grenaille

$$S_I = S_{thermique} + S_{grenaille}$$

$$S_I = 4Gk_B T_e + 2eIF$$

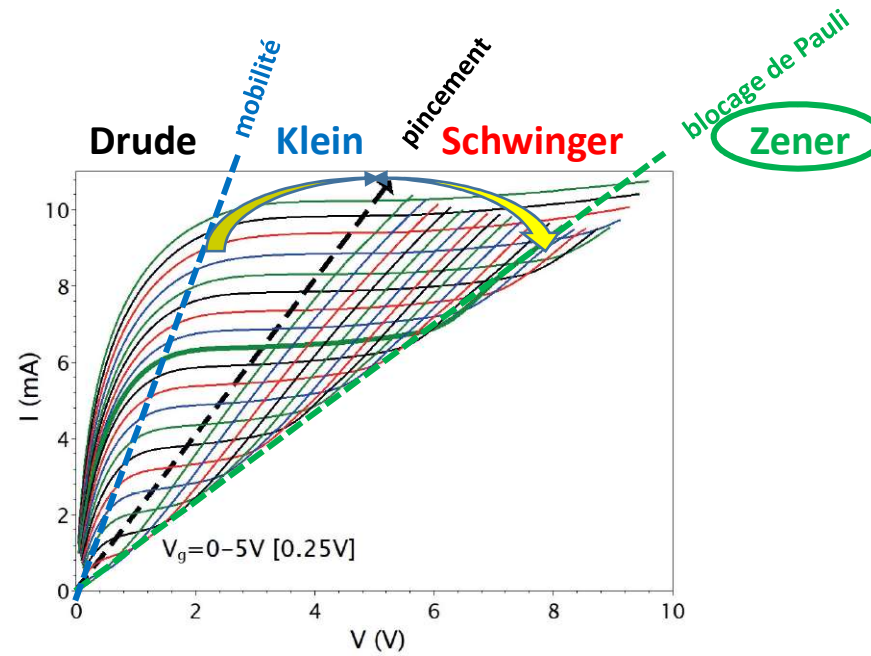
$$S_I(V_g) \rightarrow 2eIF$$

$$(T_e \geq 1000 K, G \rightarrow 0)$$



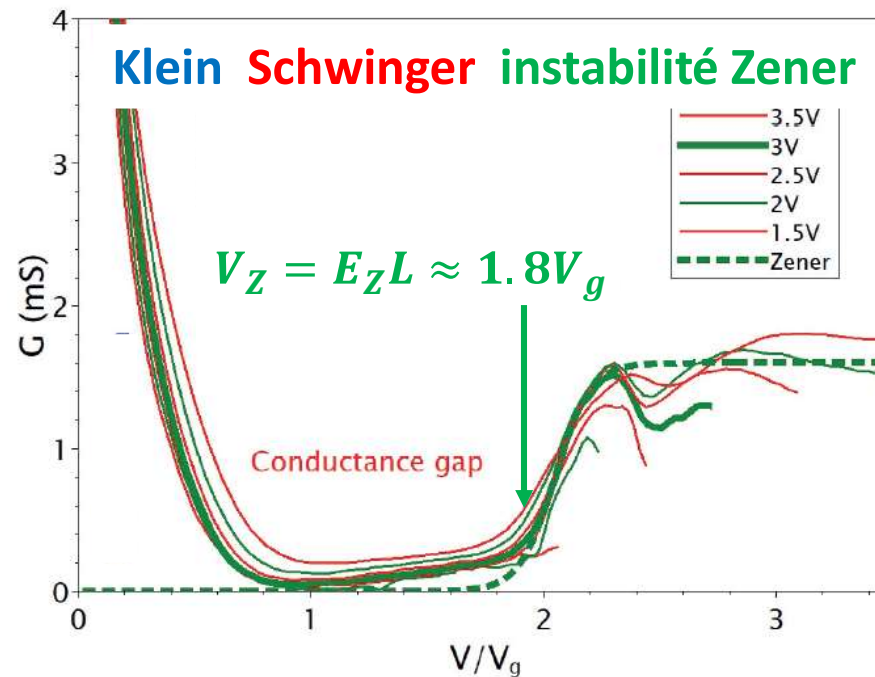
et son faible facteur de Fano $F \leq 0.04$

Retour sur le transport Zener



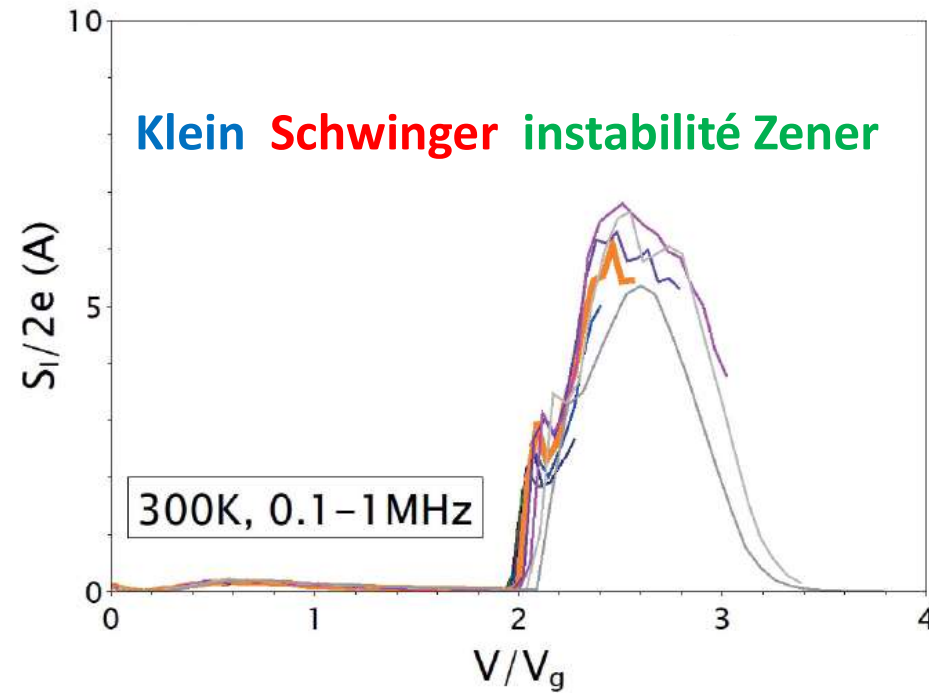
Rupture de collimation de Klein par **instabilité Zener**

Un effet massif, conditionné au blocage de Pauli $E_Z = \mu_s / el_Z$

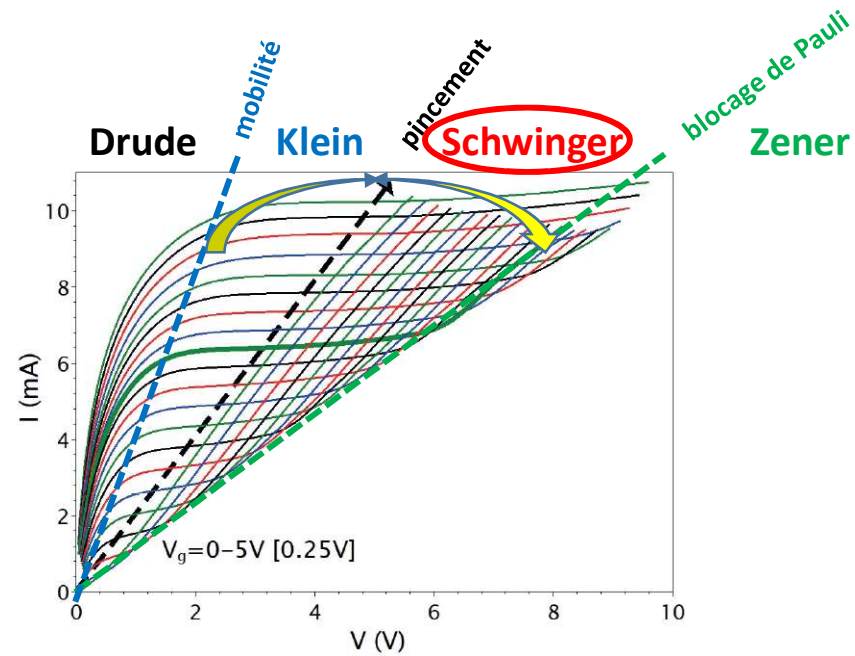


Pistolet fumant et détonnant de l'instabilité Zener

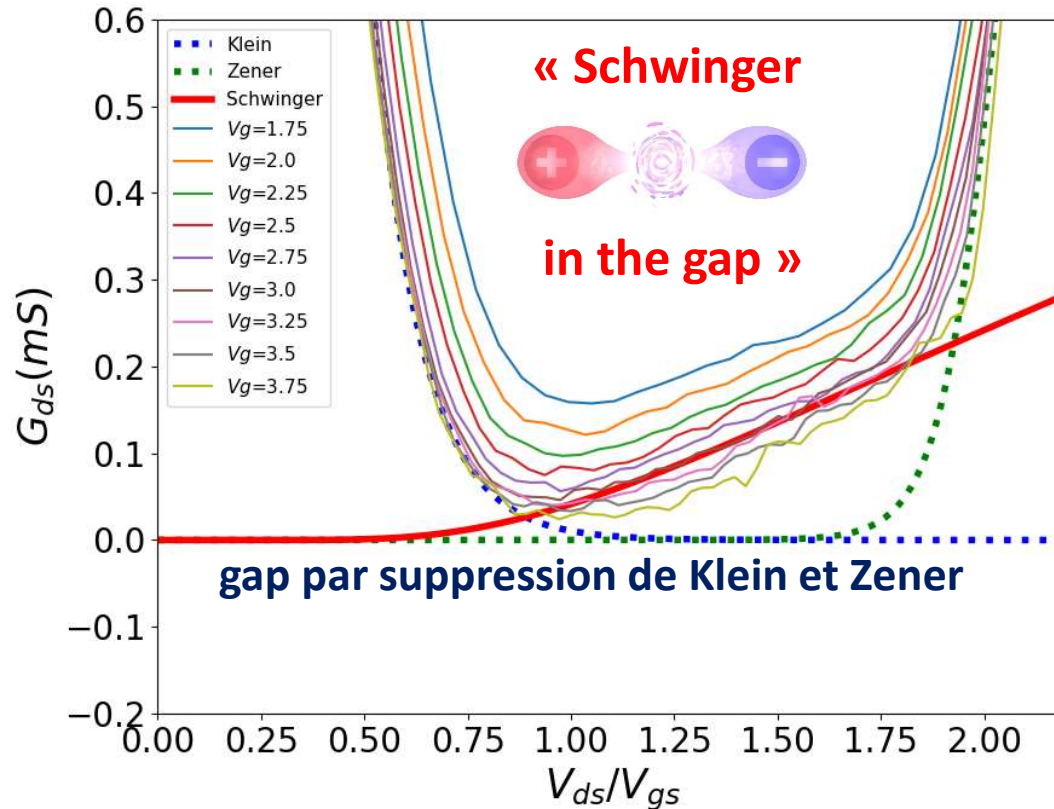
courant de bruit dix mille fois plus fort que la grenaille !



Quand **Schwinger** s'immisce entre Klein et Zener



La conductance Schwinger isolée grâce au gap (fort dopage)



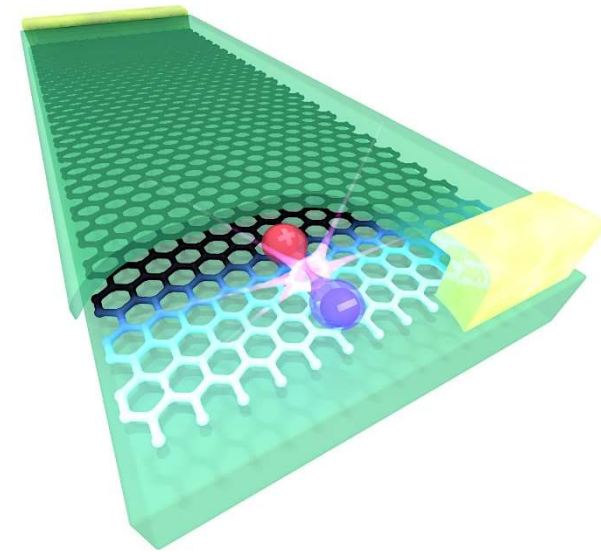
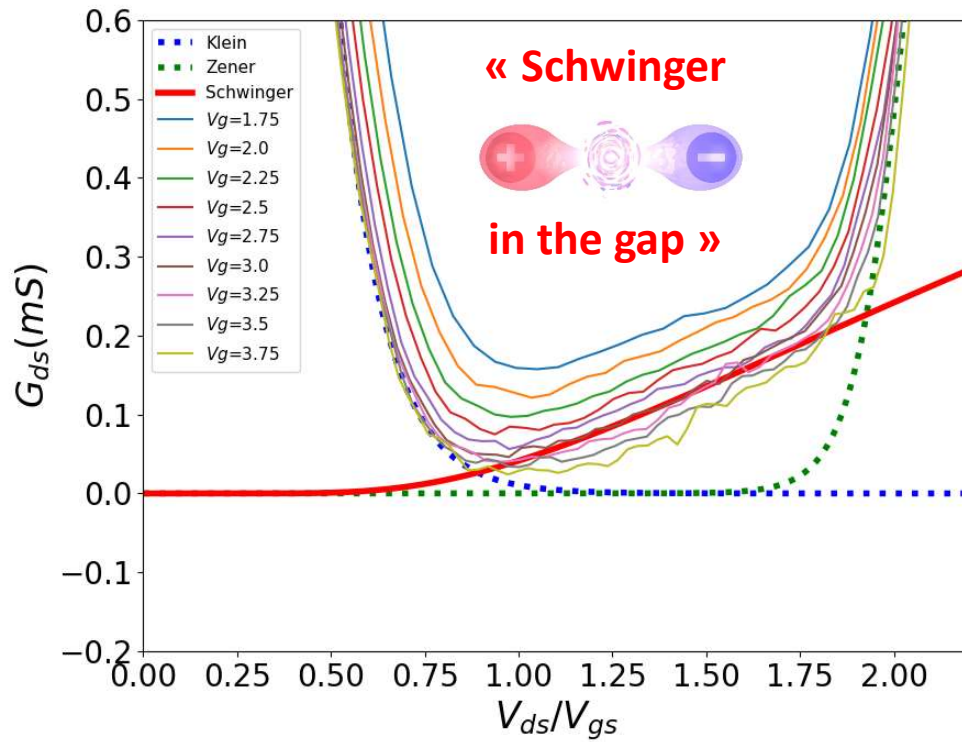
Fit à 1 paramètre

$$\leftarrow V_S = 1.4 V_g$$

$$\frac{G_S}{e^2/h} \approx 4.8 \left[1,615 \frac{V}{V_S} - 1 \right]$$

Effet Klein –Schwinger (Petit-Echangiste pour les germanistes)

Création de paires dans le gap-transport d'une jonction de Klein



Faible dopage: la **conductance de paires** extraite par soustraction de la **conductance Klein intrabande**

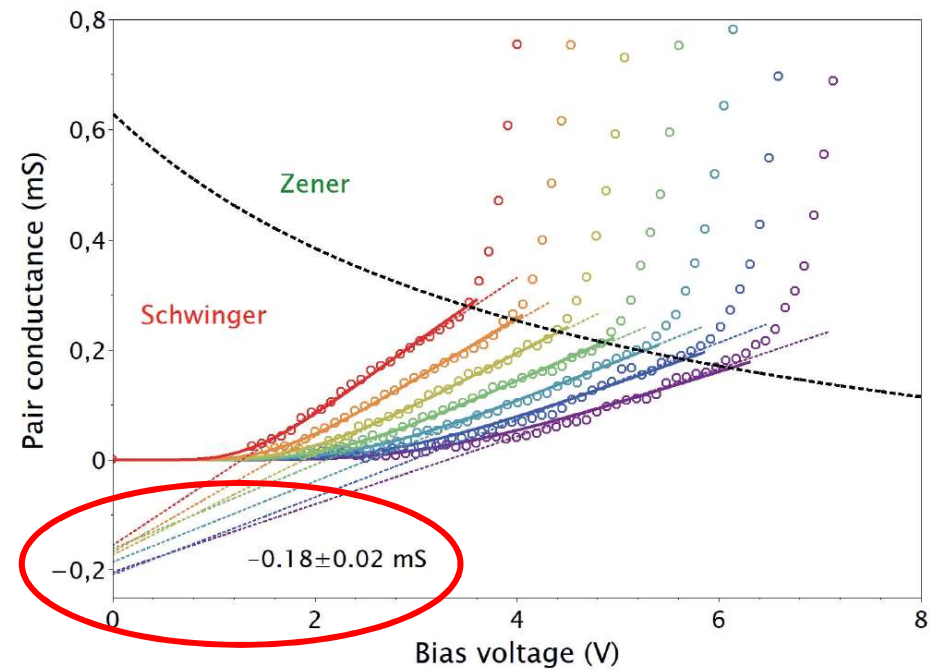
Fit à 3 paramètres **Klein-Schwinger**

$$G_S[V_S(n_s)] \equiv G - G(0)e^{-V/V_{sat}}$$

Extrapolation indépendante de V_g
en accord avec la théorie

$$G_0 = 1.2g_s g_v \frac{e^2}{h} = 0.186 \text{ mS}$$

sans paramètre ajustable !

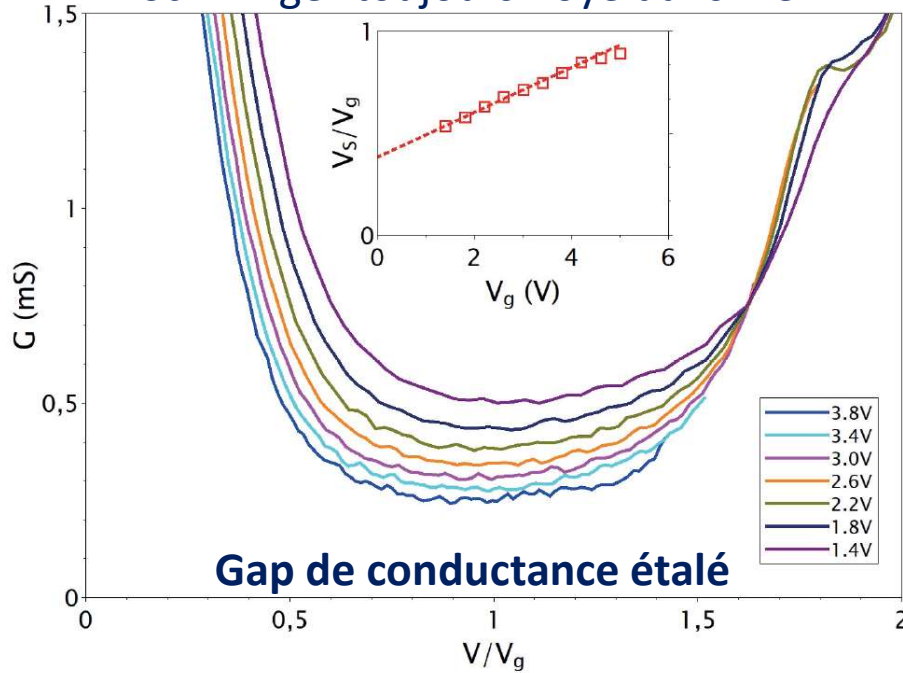


Schwinger omniprésent: $G_0 \approx 0,186 \text{ mS}$

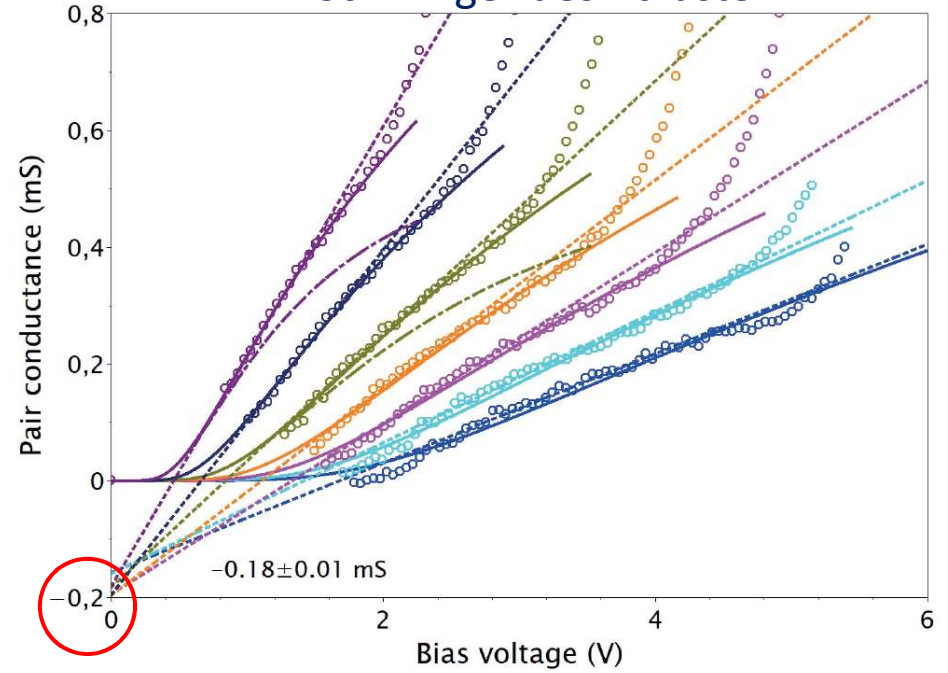
Sample	L μm	W μm	t_{hBN} nm	μ $\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$	R_c Ω	σ_Z mS	$\frac{V_Z}{V_g}$ -	$\frac{eV_{sat}}{\mu_s}$ -	$\frac{V_S}{V_g}$ -	G_0 mS
GrS1	13	17	25	6.3	80	2.5	1.25	2.6	$0.4 + 0.37 n_s$	0.17 ± 0.02
GrS2	10.5	15	35	13	80	1	1.7	3.3	$0.7 + 0.30 n_s$	0.18 ± 0.01
GrS3	15	10	42	12	120	1	1.9	2.8	$0.7 + 0.53 n_s$	0.18 ± 0.02
AuS2	16	10.6	32	13	80	1	1.5	4.9	$0.4 + 0.18 n_s$	0.18 ± 0.01
AuS3	11.1	11.4	90	11	95	0.7	1.6	/	$0.7 + 1.05 n_s$	0.17 ± 0.04

Cas particulier du dispositif AuS2 où $V_S < V_g$

Schwinger toujours noyé dans Klein

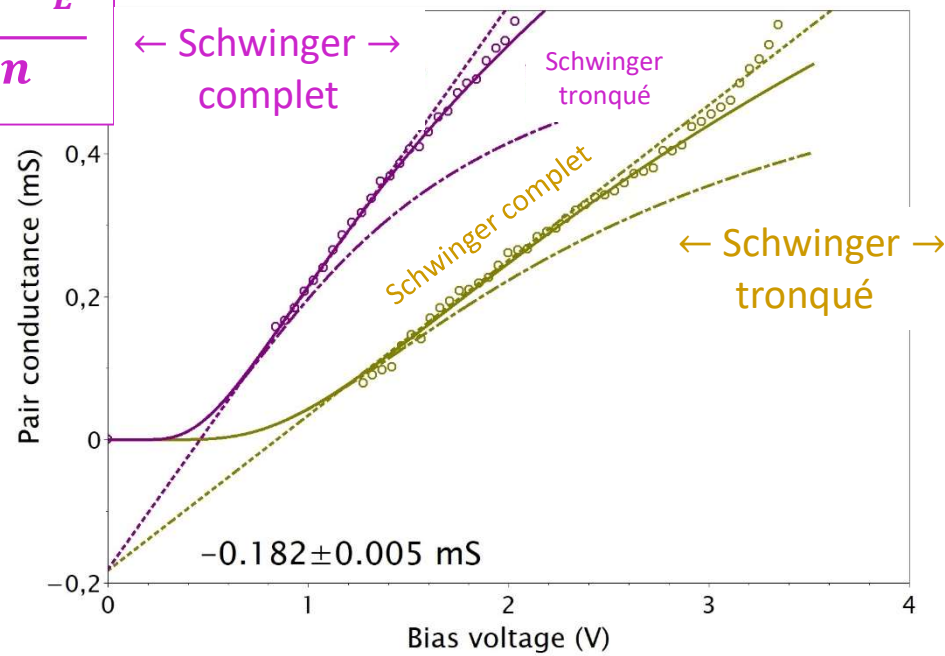


Schwinger désincrusté



Gamme de conductance étendue: accès aux sous-linéarités

$$w = \left(\frac{2e}{h}\right) E \sum_{n \geq 1} \frac{e^{-n\pi \frac{E_S}{E}}}{n}$$



$$w = \left(\frac{2e}{h}\right) E e^{-\pi \frac{E_S}{E}}$$

montrant la nécessité d'une somme complète de termes

Déduire $\Lambda(t_{hBN}, n_s)$ de la tension Schwinger

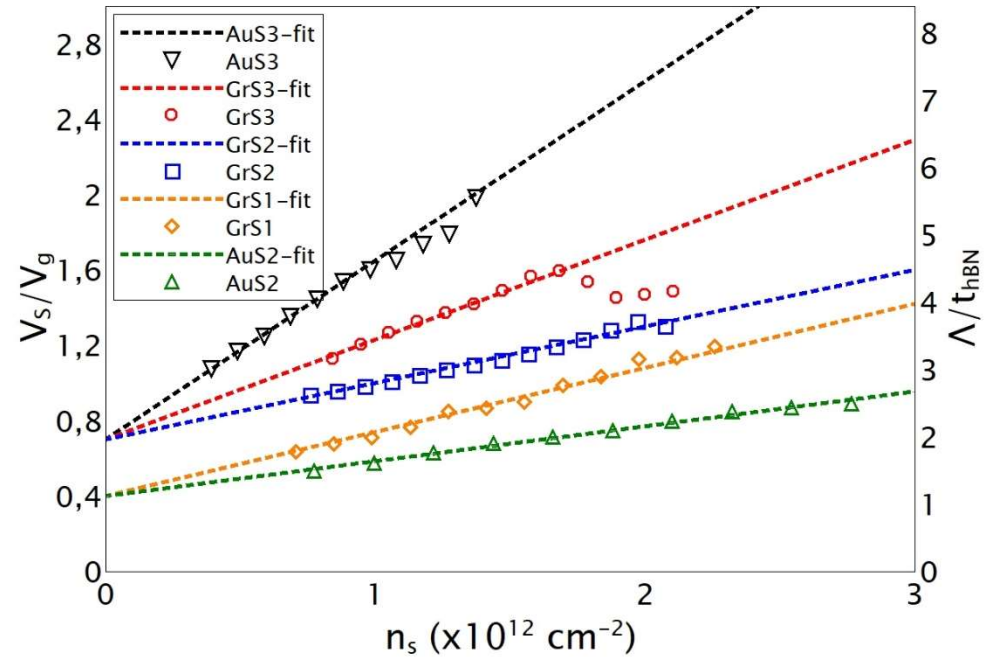
$$\frac{\Lambda(n_s, t_{hBN})}{t_{hBN}} = \frac{V_S/E_S}{V_g/E_{hBN}} = 4\alpha_g \left(\frac{\mu_s}{\Delta_S}\right)^2 \frac{V_S}{V_g}$$

Constante de structure fine

$$\alpha_g = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{hBN}\hbar v_F} = 0.70$$

Ansatz $\Delta_S \approx \mu_s$ (gap de Landau $B^* = \frac{E}{v_F}$)

$$\Lambda \approx 4\alpha_g t_{hBN} \times \frac{V_S}{V_g} = 2.8 \times \frac{V_S}{V_g}$$



$$\Lambda \approx \underbrace{(1 - 2)}_{\uparrow} t_{hBN} + \underbrace{(4 \text{ nm})}_{\uparrow} \times n_s t_{hBN}^2$$

électrostatique

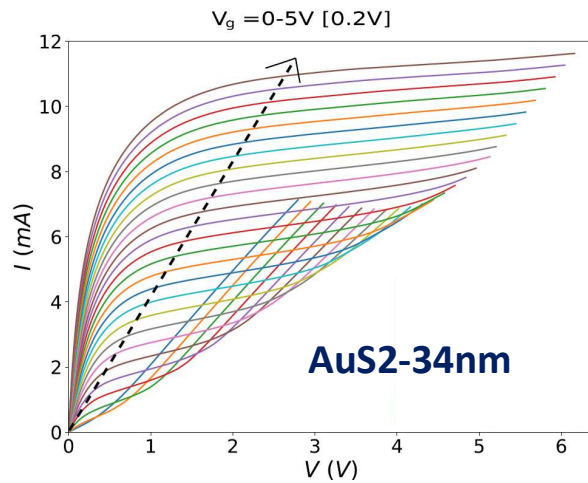
répulsion coulombienne

Les trois nuances de Schwinger vues sur le courant

$$\Lambda < 4\alpha_g t_{hBN}$$

$$V_S < V_g$$

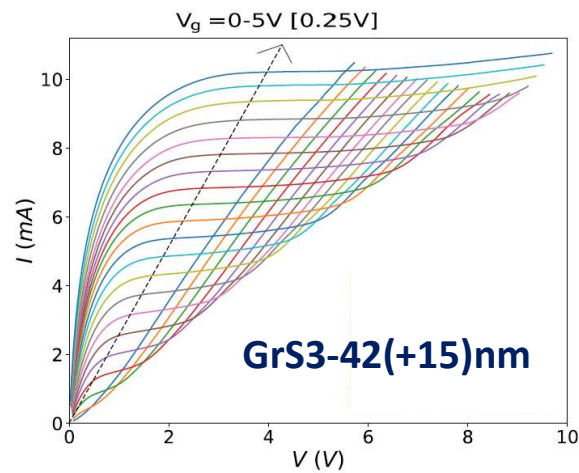
Schwinger précoce



$$\Lambda = (4\alpha_g \rightarrow 5)t_{hBN}$$

$$V_g < V_S < V_Z$$

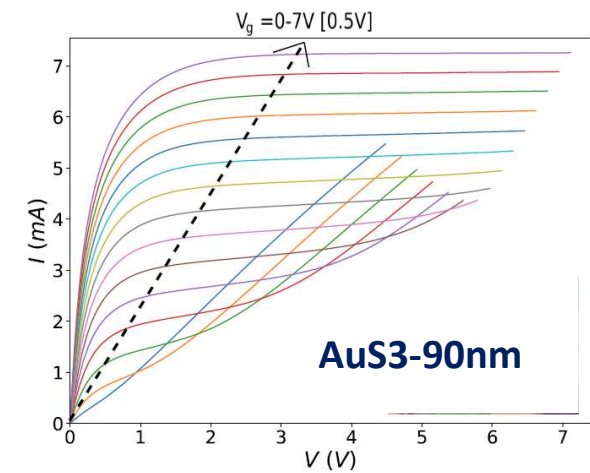
Schwinger isolé



$$\Lambda > 5t_{hBN}$$

$$V_S > V_Z = 1.8 V_g$$

Schwinger masqué



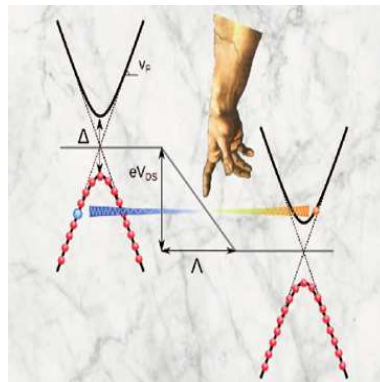
Conclusion

- ✓ Mise en évidence expérimentale de l'effet Schwinger mésoscopique
- ✓ Validation en détail de l'approche théorique non-perturbative de Schwinger-1d
- ✓ Questions ouvertes :
 - théorie de la collimation de Klein hors équilibre
 - gap Schwinger comme gap de Landau pseudo champ magnétique
 - effet des interactions, la transition Schwinger-Zener,
 - rôle des modes collectifs, levée des dégénérescences spin/vallée, etc ...
- ✓ Vers la « QED/cosmology in a graphene Mosfet »

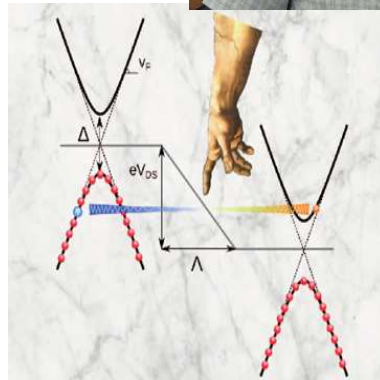
Merci Gilles pour ton implication dans la physique méso/graphène



Dédicace à Gilles et son école Théo-LPS des guides méso/graphène



Dédicace à Gilles et son école Théo-LPS des guides méso/graphène



Amicalement, Bernard

Héritage de Gilles-2007 : une bien copieuse Corne* de Dirac

Effet Hall quantique

QED de laboratoire

Tunneling de Klein

Hydrodynamique

Electrons corrélés (Twisted BLG)

Fermions hors équilibre

Inclinaison/Fusion des cônes



Optique

Plasmonique

Spintronique

Topotronique

Electronique HF

Nano Electro Mechanique

Puces à ADN

Optoélectronique