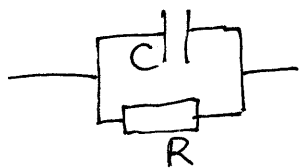


1. Кулоновская блокада.

Простейшая система - конденсатор с зарядкой: ёмкость C шунтирована сопротивлением R .



В идеале $R = \infty$, но реально есть туннелирование через диэлектрик.

$\langle I \rangle_t \neq \frac{V}{R}$ - по крайней мере при малых V , когда важна дискретность переноса заряда

На конденсаторе заряд $Q > 0$. Пусть электрон туннелирует с отрицательно заряженного электрода на положительный, то заряд становится $(Q - |e|)$.

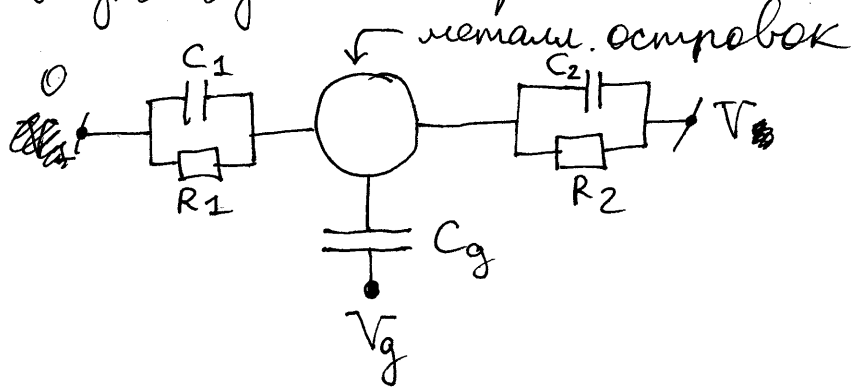
$$\frac{(Q - |e|)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = \frac{e^2 - 2|e|Q}{2C} < 0 \Rightarrow V > \frac{|e|}{2C}$$

\Rightarrow при $V < \frac{|e|}{2C}$ тока нет, кулоновская блокада!

Условия наблюдения: (малость темп. и кв. флукт.)

1) $E_c \approx \frac{e^2}{2C} > T$
 2) $\Delta t \sim RC \Rightarrow \Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t} \sim \frac{\hbar}{RC}$. $E_c > \Delta E \Rightarrow R > R_q = \frac{h}{2e^2} \approx 13k\Omega$

В эксперименте используют схему, называемую одноэлектронным транзистором:



n электронов на острове:

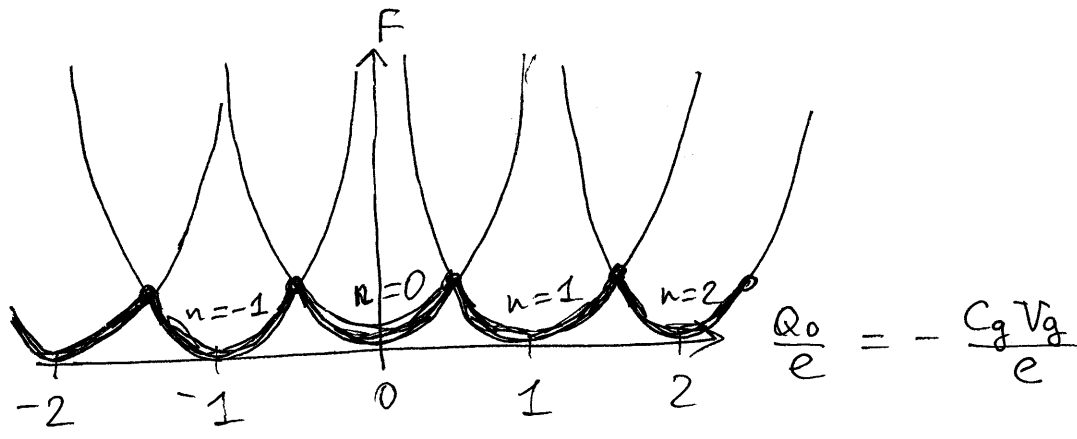
$$F = \frac{(C_g V_g + ne)^2}{2C}$$

$$C = C_1 + C_2 + C_g$$

Минимизируем по $n \Rightarrow n = -\frac{C_g V_g}{e}$ (т.е. навесенный затвором заряд, равный $Q_0 = -C_g V_g$).

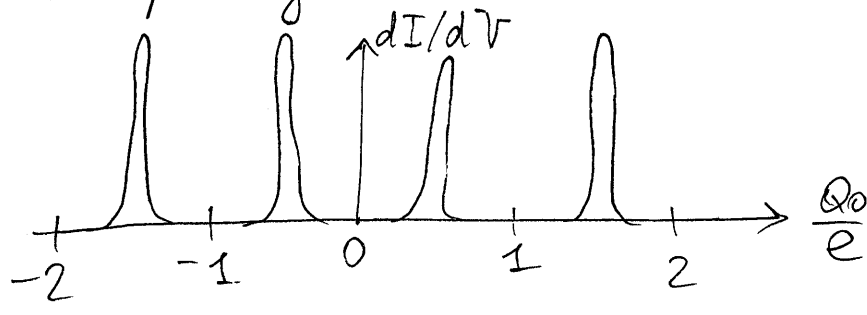
Но n - целое, поэтому будет реализовываться целое n , близкашее к Q_0/e : $\frac{Q_0}{e} - \frac{1}{2} \leq n \leq \frac{Q_0}{e} + \frac{1}{2}$.

Иными словами:



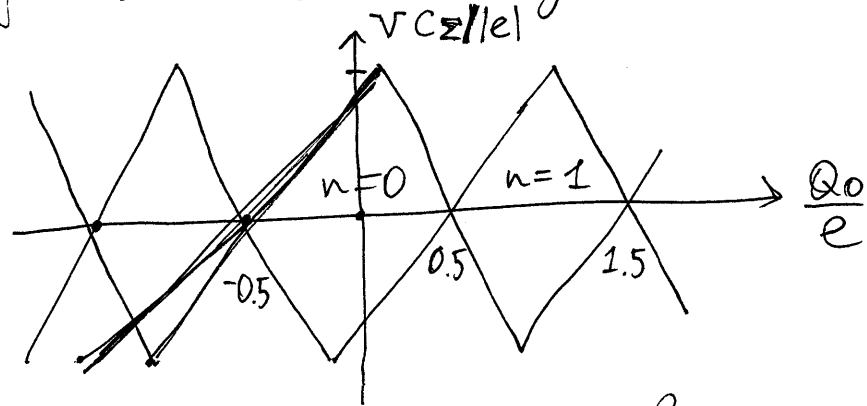
$Q_0 = (n + \frac{1}{2})e$ — точки вырождения; состоящие с n и $n+1$ электронами имеют одинаковую энергию

При изменении V_g в этих точках число э. на островке меняется на 1, для этого процесса нет энергетического барьера. Дифференциальная проводимость dI/dV имеет пики:



(при низких T)
 $T < E_c = \frac{e^2}{2C}$
 $R > R_q = \frac{h}{2e^2} \approx 13 \text{ кОм}$

Кулоновские алмазы:



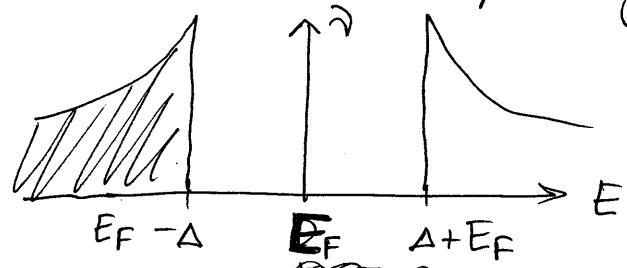
Внутри алмазов — кулоновская блокада (перекос — из-за $C_1 \neq C_2$)

Если мы не в точке вырождения, то с увеличением T происходит "прорыв блокады". Два верхних графа алмаза соотв. процессам переноса, начинающимся с числа $\boxed{1} \circ \boxed{2}$ и $\boxed{1} \circ \boxed{2}$ соответственно.

2. Эффект четкости

3

В сверхпроводнике есть щель в спектре одночастотных возмущений:

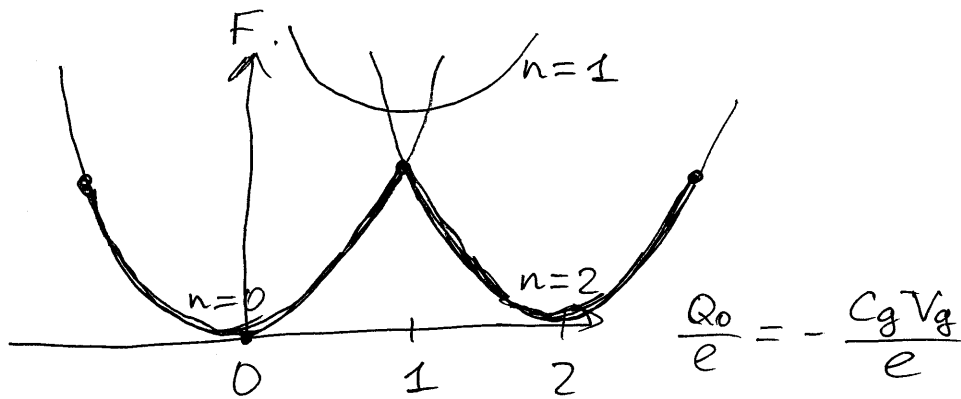


Если добавить один электрон, то он ляжет не на E_F , а будет иметь избыточную энергию Δ . Если добавить еще один, то они образуют куперовскую пару, уйдут в конденсат, и дополнительной энергии Δ не будет.

Если островок в одноэлектронном транзисторе сделать сверхпроводящим (Гарвард, 1992; Tinkham et al.),

то ветки свободной энергии, соответствующие нечетным n , поднимутся на Δ .

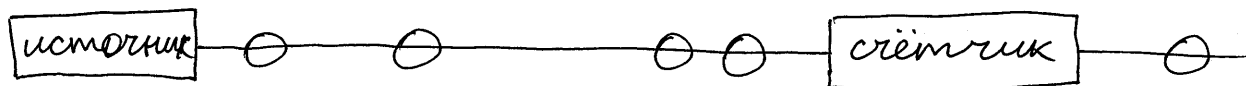
При $\Delta > E_c$ они станут ненаблюдаемыми:



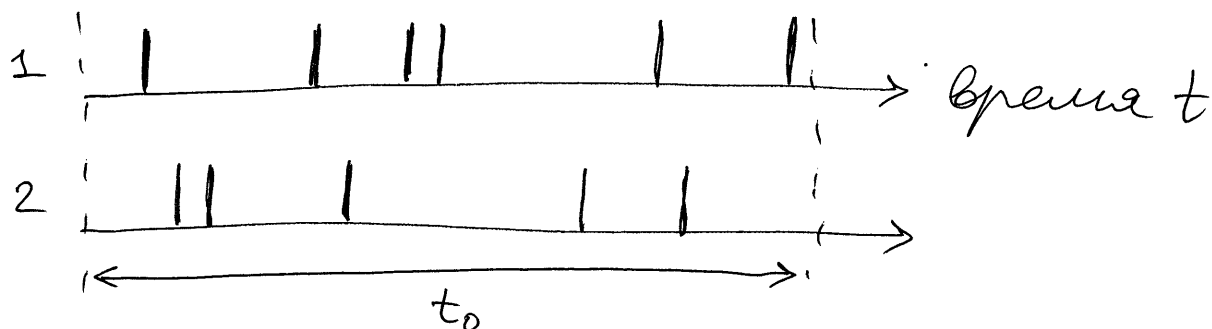
Точки вырождения теперь — $Q_0 = (2n+1)e$.

Раньше ток был периодичен по $C_g V_g$ с периодом e , а теперь период — $2e$.

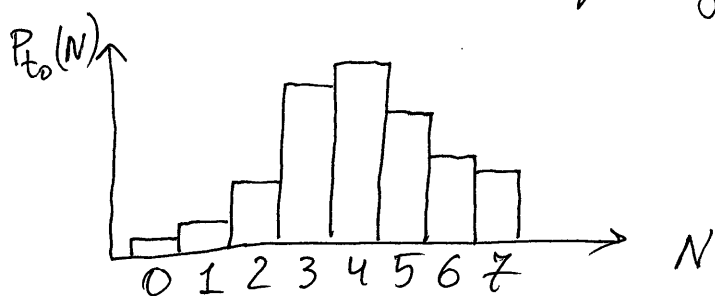
3. Статистика переноса заряда.



Измерения за время t_0 :



~~Вероятность~~ $P_{t_0}(N)$ - вероятность того, что ^{за} время t_0 пройдёт N электронов



Полная статистическая информация содержится в производящей функции:

$$\chi(\lambda) = \langle e^{i\lambda N} \rangle = \sum_N P_{t_0}(N) e^{i\lambda N}$$

Например: моменты: $\langle N^m \rangle = (-i\partial_\lambda)^m \chi(\lambda) |_{\lambda=0}$

Если есть неск. независимых вкладов, то полная произв. функция - произведение отдельных.

$e \rightarrow$

1) некоррелир. туннелир.

Γ - rate.

Берём dt , так что $\Gamma dt \ll 1$

$$\chi_{dt}(\lambda) = \langle e^{i\lambda \frac{Q}{e}} \rangle = (1 - \Gamma dt) + \Gamma dt e^{i\lambda}$$

Перенос независимый \Rightarrow

$$\chi_{t_0}(\lambda) = (\chi_{dt}(\lambda))^{\frac{t_0}{dt}} = (1 + \Gamma dt (e^{i\lambda} - 1))^{\frac{t_0}{dt}}$$

$$\lim_{dt \rightarrow 0} : \chi_{t_0}(\lambda) = e^{\frac{t_0}{dt} \ln [1 + \Gamma dt (e^{i\lambda} - 1)]} = e^{\Gamma t_0 (e^{i\lambda} - 1)} = e^{\langle N \rangle (e^{i\lambda} - 1)}$$

$\langle N \rangle = \Gamma t_0 = \frac{\langle Q \rangle}{e}$

Обратное Фурье:

$$P_{t_0}(N) = \int_0^{2\pi} \frac{d\lambda}{2\pi} \chi(\lambda) e^{-i\lambda N} = \int_0^{2\pi} \frac{d\lambda}{2\pi} e^{\langle N \rangle (e^{i\lambda} - 1) - i\lambda N}$$

$$= \frac{\langle N \rangle^N}{N!} e^{-\langle N \rangle} \quad \text{- распр. Пуассона}$$

такое бывает в тунн. конт., когда туннелир-ванна редки.

2) Противоп. предел - идеальный канал ~~при~~ при $T=0$.

Электронно-идеальные вольты, шунты - хор. кв. число, ток не функцирирует. $\langle N \rangle$ - целое

~~...~~, ~~...~~ $\chi(\lambda) = e^{i\lambda \langle N \rangle}$
 $P_{t_0}(N) = \delta_{N, \langle N \rangle}$

Ф. Левитова: (многоканальный провод)

$$\ln \chi(\lambda) = 2t_0 \int \frac{dE}{2\pi\hbar} \sum_P \ln \left\{ 1 + T_P (e^{i\lambda} - 1) f_L(E) [1 - f_R(E)] + T_P (e^{-i\lambda} - 1) f_R(E) [1 - f_L(E)] \right\}$$

по каналам

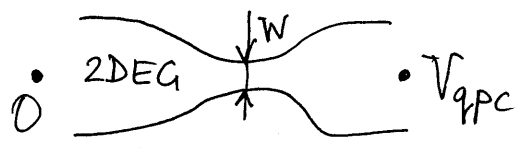
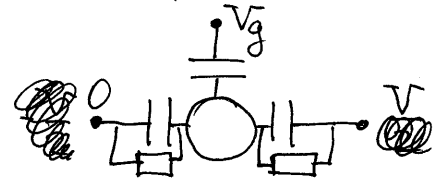
- разные каналы независимы
- разные энергии независимы
- каналы, направо независимы

T_P - прозрачность каналов

$$f_{L,R}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E - \mu_{L,R}}{T}} + 1}$$

Эксперимент

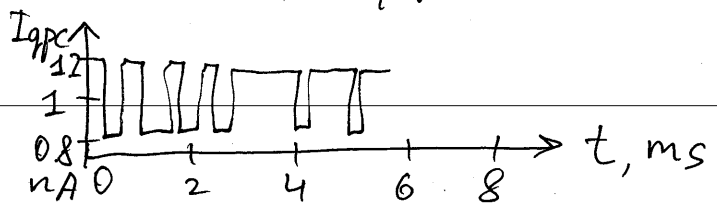
(ETHZ, Ensslin et al.):
APL 100, 072110 (2012)



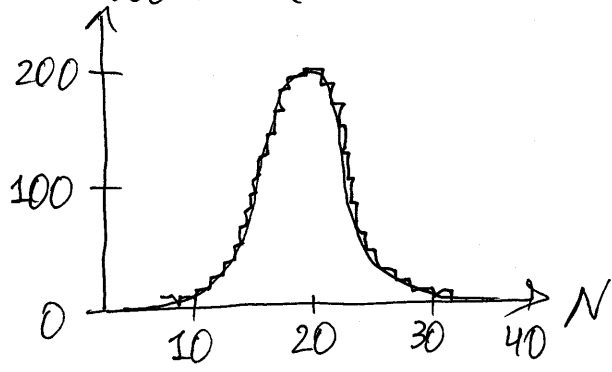
- ~~Вывод~~ островок (квантовая точка) в режиме кулоновской блокады, а под ней квантовый точечный контакт.

Все выполнено в единой структуре, QPC - в двумерном электронном газе, "замораживающем" на глубине 37 нм. А на поверхности - QD, образованная в проволоке InAs дополнительными затворами. QD и QPC рядом \Rightarrow ток через QPC чувствителен к заряду в QD. экспериментально такой метод измерения переноса заряда через QD оказывается гораздо чувствительнее прямого.

Применено напряжение V_{QPC} , поэтому есть ~~фоновый ток~~ фоновый ток, на который накладывается эффект, связанный с зарядом QD:



Распределение туннелирования электронов через QD: события



$t_0 = 20 \text{ ms}$

Теория - Bagrets, Nazarov, PRB 67, 085316 (2003)