

Одноэлектроника

Теория описанных явлений создавалась усилиями многих ученых, но решающий вклад в нее внесли московские физики Д.А. Аверин и К.К. Лихарев. Сделанные ими расчеты и предсказания необходимо было проверить на эксперименте. Первыми эту проверку в январе 1987 года осуществили сотрудники физического факультета МГУ кандидат физико-математических наук Л.С. Кузьмин и доктор физико-математических наук К.К. Лихарев.

Теория: 1985-1988 гг. - Лихарев К.К., Аверин Д.В., Зорин А.Б., Widom

Эксп.: 1987-88 гг. – Кузьмин Л.С., Лихарев К.К.; Fulton & Dolan; Barner & Ruggiero

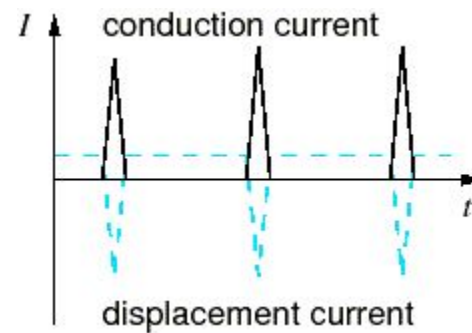
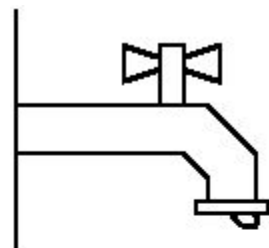
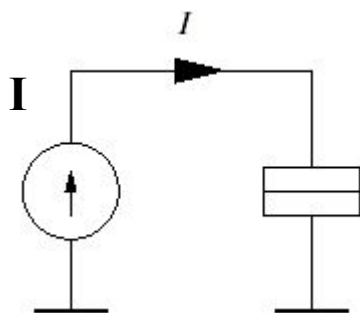
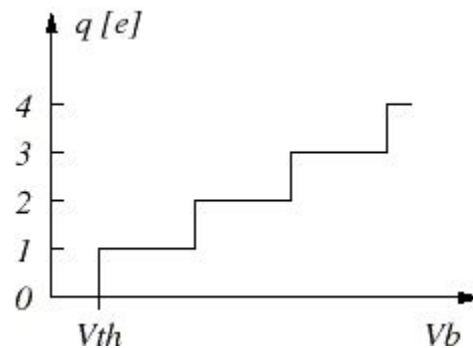
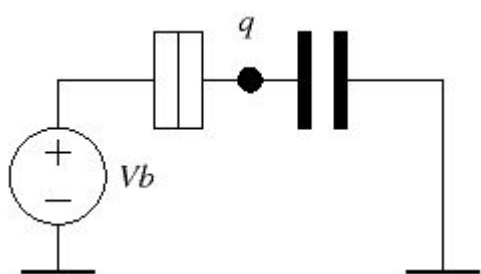
**Емкость C: $\Delta V = e/C$, $S \sim 0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$, $C \sim 10^{-10} \text{ F}$, $\Delta V \sim 10^{-9} \text{ V}$; $S \leq 0.1 \text{ }\mu\text{m}^2$, $C \leq 10^{-15} \text{ F}$, $\Delta V \sim 10^{-4} \text{ V}$
 $\Delta V \leftrightarrow V_T = kT/e$; $T = 300\text{K}$, $V_T = 3 \cdot 10^{-2} \text{ V}$; $T = 1\text{K}$, $V_T \sim 10^{-4} \text{ V} \sim \Delta V [C \sim 10^{-15} \text{ F}]$**

K.K. Likharev, Correlated discrete transfer of single electrons in ultra small tunnel junctions, IBM J. Res. Development, Vol. 32, NO. 1, 1988, p. 144-158.

K.K. Likharev, Tord Claeson, Single Electronics, Scientific American, June 1992, p. 80-85

K.K. Likharev, Single-Electron Devices and Their Applications, Proceedings of the IEEE, Vol. 87, No. 4, 1999, p. 606-632

К.К. Лихарев, Одноэлектроника, *В мире науки*, п. 8, 1992, с. 42



Частота SET осцилляций

$$f_{SET} = I/e$$



Частота SET осцилляций

$$f_{SET} = I/e$$

Когда же будет достигнут предел миниатюризации обычной электроники? Уже сейчас микроэлектронной промышленностью в опытным порядке создаются транзисторы с размером рабочих элементов 20–30 нм. Они еще способны работать с обычными электрическими сигналами, однако при дальнейшем уменьшении размеров очень быстро нарастают проблемы, о которых говорилось выше. Область от 30 нм до 5 нм (так называемая область мезоструктур) следует считать переходной от классической твердотельной электроники к квантовой. Промышленность вплотную подошла к этой области и уже столкнулась с рядом трудностей. В соответствии с законом Мура, полное освоение области мезоэлектроники ожидается примерно через десять лет. Таким образом, мезотранзисторы — это последний рубеж существования обычных транзисторов, за которым последует поколение нанотранзисторов.

Закон Мура: 19 апреля 1965 г., в журнале «Electronics» (vol. 39, № 8) вышла ныне всемирно знаменитая статья Гордона Мура (Gordon Moore) «Cramming more components into integrated circuits» (Объединение большего количества компонентов в интегральных схемах). В этой статье Мур (будущий сооснователь корпорации Intel), работавший тогда директором отдела разработок компании Fairchild Semiconductors, дал прогноз развития микроэлектроники на ближайшие десять лет на основании анализа шестилетнего развития микроэлектроники, предсказав, что **количество элементов на кристаллах электронных микросхем будет и далее удваиваться каждый год.**

Выступая в 1975 г. на конференции International Electron Devices Meeting, Гордон Мур отметил, что за прошедшее десятилетие количество элементов на кристаллах действительно удваивалось каждый год, однако в будущем, когда сложность чипов возрастет, удвоение числа транзисторов в микросхемах будет происходить несколько медленнее – каждые два года. Это новое предсказание также сбылось, и закон Мура продолжает в этом виде (удвоение за два года) действовать поныне (то есть в течение почти тридцати лет!), в последнее время немного ускорившись до удвоения за 18 месяцев, что можно наглядно проследить на примере деятельности лидера современной полупроводниковой индустрии корпорации Intel.

Существует несколько интерпретаций закона Мура:

- наиболее выгодное число транзисторов на кристалле удваивается каждый год;
- число транзисторов в производимых чипах удваивается каждые два года;
- технологически возможное число транзисторов на кристалле микропроцессора удваивается каждые два года;
- производительность микропроцессоров удваивается каждые 18 мес.;
- тактовая частота микропроцессоров удваивается каждые 18 мес.;
- вычислительная мощность компьютера удваивается каждые 18 мес.;
- доступная вычислительная мощность удваивается каждые 18 мес.;
- плотность транзисторов на чипе удваивается каждые 18 мес.;
- вычислительная мощность, доступная за \$1, удваивается каждые 18 мес.;
- стоимость чипа падает вдвое каждые 18 мес.

Логические элементы, срабатывающие на определенную величину зарядового пакета, как, например, в случае КМОП-схем, будут слишком часто ошибаться, если пакет окажется недостаточно велик. Так, при кодировании логической единицы пакетом из десяти зарядов с порогом срабатывания в пять зарядов логический элемент будет неправильно срабатывать примерно в 3% случаев. Иначе говоря, согласно пуассоновской статистике, в трех случаях из ста мы обнаружим в зарядовом пакете менее пяти электронов. При этом существенно увеличить избыточный заряд, хранимый в структуре нанометрового размера, невозможно. Например, на сферическом кластере радиусом 2–3 нм можно разместить без проблем лишь несколько лишних электронов.

Кроме эффекта квантования электрического заряда, на малых расстояниях начинают сказываться волновые свойства частиц. Длина когерентности электронной волны в твердом теле при обычной температуре составляет величину порядка единиц нанометров. Поэтому на расстояниях, меньших 1 нм, начинают проявляться волновые свойства электронов. Выражается это в том, что когда вещество берется в малых количествах, его не всегда можно однозначно отнести к изоляторам, проводникам или полупроводникам. Например, некоторые химические элементы, взятые в количестве, допустим, 20, 50 и 100 атомов, будут последовательно проходить стадию изолятора, полупроводника и проводника соответственно.

Все сказанное иллюстрирует тот факт, что использование ресурсов вещества, пространства, времени, энергии и информации в наном мире строго регламентируется особыми правилами, основывающимися на законах квантовой механики. Мало того что конструирование нанотранзисторов превращается в сложную квантовомеханическую задачу, овеществление квантовомеханических схем и «чертежей» требует разработки сложнейших технологических процессов.

Итак, нанотранзистор — это существенно квантовомеханический прибор. Однако он вовсе не обязан работать только с квантовой информацией. Доказано, что в базисе нанотранзисторов возможна реализация устройств обычной классической логики. Более того, разработка промышленных технологий создания нанометровых приборов классической логики — главная задача современной наноэлектроники. На ее решение брошены огромные финансовые ресурсы в крупнейших научных центрах мира.

Пусть емкость такой системы есть C . Тогда энергия данной системы, т. е., по сути, конденсатора, составляет

$$E = Q^2/2C, \quad (1)$$

где Q — заряд на обкладках конденсатора. Так как заряд электрона является дискретной величиной, то минимальная величина изменения энергии ΔE составит

$$\Delta E = e^2/2C, \quad (2)$$

где e — элементарный заряд электрона. Для наблюдения эффектов необходимо, чтобы минимальное изменение энергии было больше температурных флуктуаций, т.е

$$e^2/2C \gg kT, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, а T — температура.

Кроме этого, необходимо, чтобы данное изменение превышало энергию квантовых флуктуации

$$\Delta E \gg hG/C, \quad (4)$$

где $G = \max(G_s, G_i)$, G_i — проводимость туннельного перехода, G_s — проводимость, шунтирующая переход.

Исходя из (4) можно записать, что

$$G \ll R_Q^{-1}, \quad \text{т.е. } \max(R_T, R_S) \gg R_Q, \quad (5)$$

где R_Q — квантовое сопротивление $R_Q = h/4e^2 = 6,45 \text{ кОм}$.

Одно из важнейших предположений теории одноэлектронного туннелирования заключалось в том, что начальный заряд Q_0 , на туннельном переходе может быть отличен от 0, и, более того, может принимать значения, не кратные целому числу электронов. Данный факт объясняется тем, что начальный заряд может создаваться поляризацией близлежащих электродов, заряженных примесей и т.д. и, таким образом, иметь любое значение. Тогда заряд Q в уравнении (1) будет иметь вид $Q = Q_0 - e$. Из всего вышесказанного вытекает, что, если Q лежит в пределах от $-e/2$ до $+e/2$, добавление или вычитание целого числа электронов будет увеличивать энергию (1), т. е. является энергетически невыгодным. Данный вывод иллюстрируется на рис. 1.

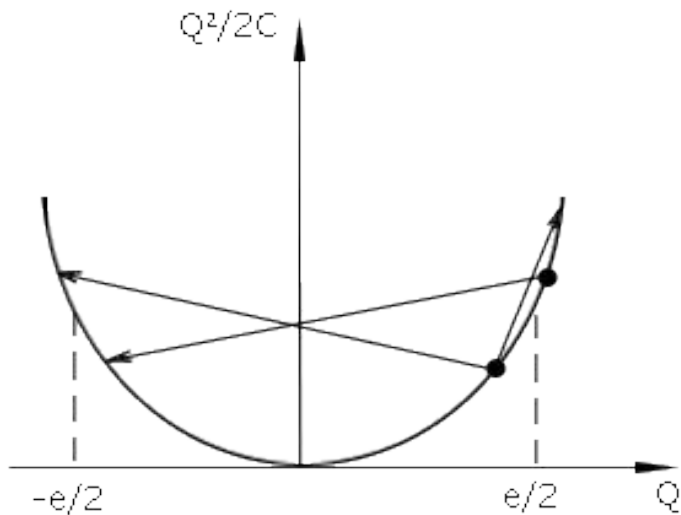
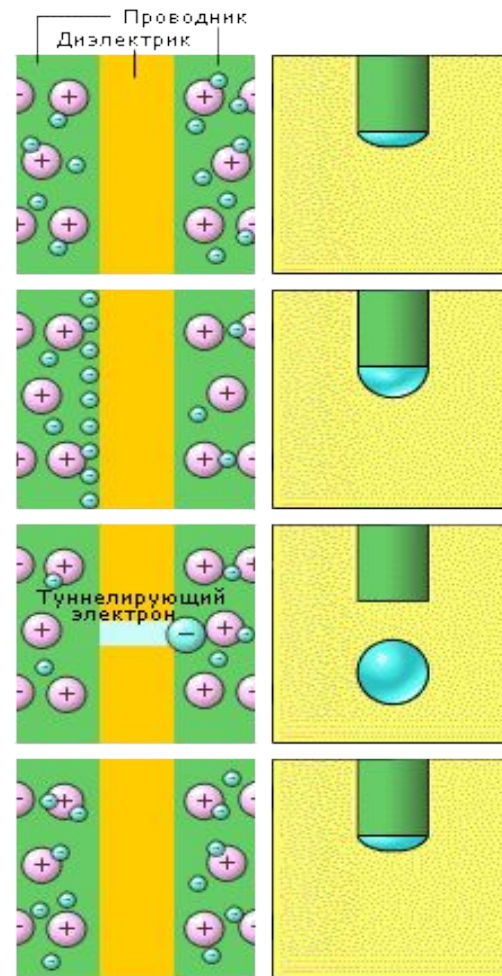


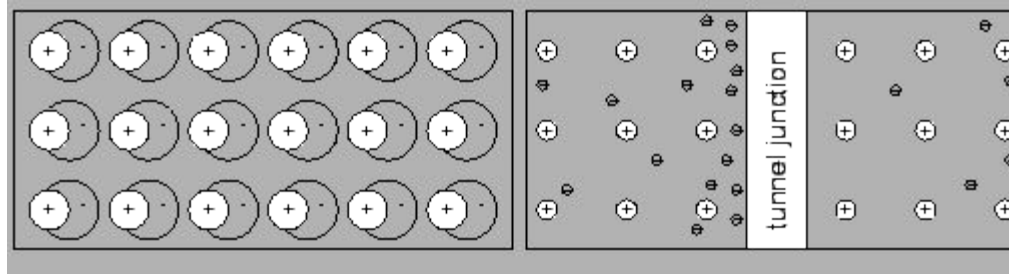
Рис. 1. Зависимость зарядовой энергии перехода от заряда. Стрелками показано добавление (вычитание) одного электрона

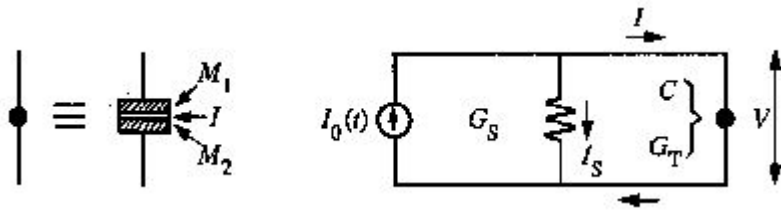
Эффект отсутствия тока при приложении напряжения $V < e/2C$ был назван эффектом кулоновской блокады.



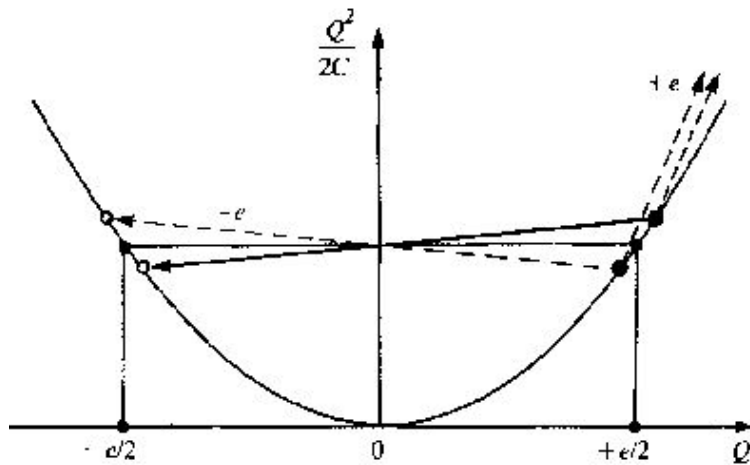
Одноэлектронное туннелирование в условиях кулоновской блокады и его механический аналог

Figure 1.1: The left side shows, that the electron cloud shift against the lattice of atoms is not quantized. The right side shows an accumulation of electrons at a tunnel junction.

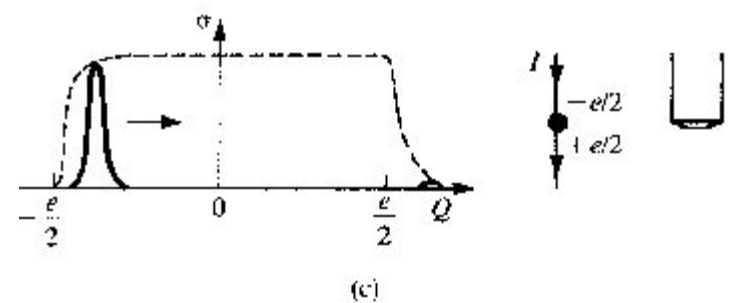
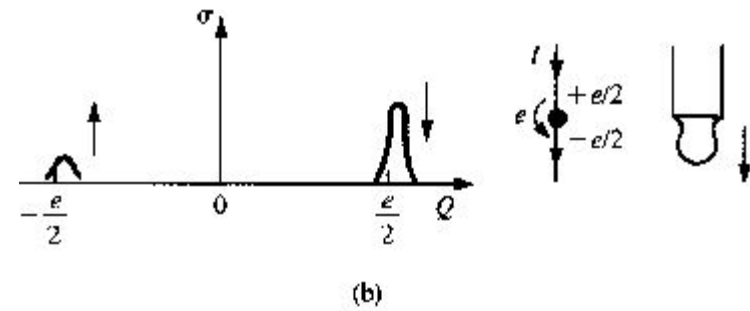
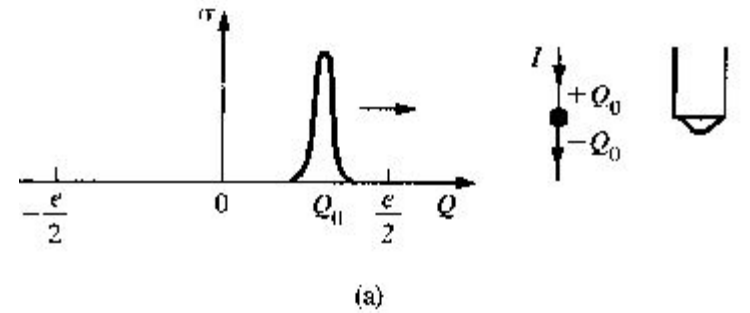




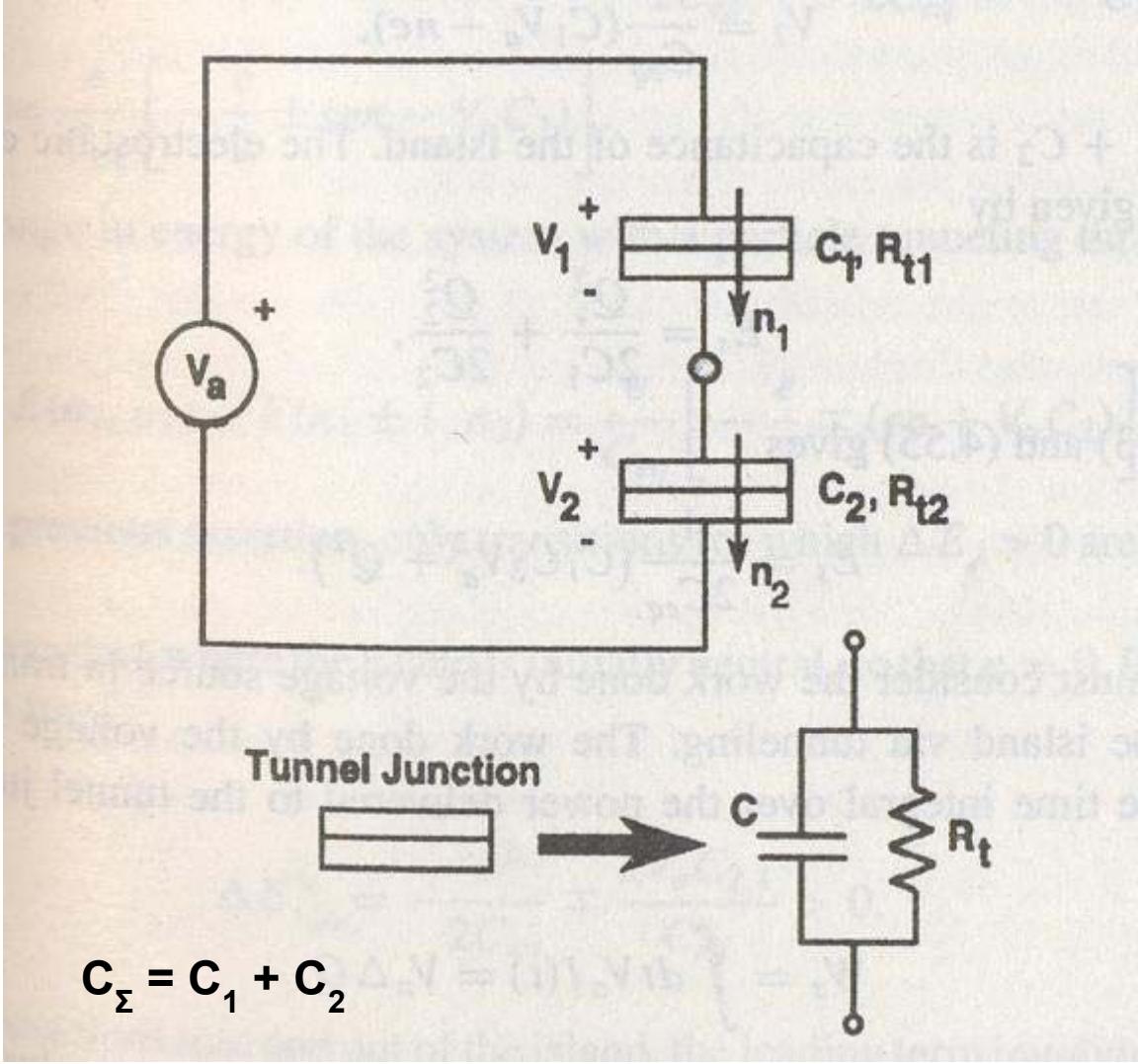
Denotation of a small tunnel junction and an equivalent circuit of the current-biased junction

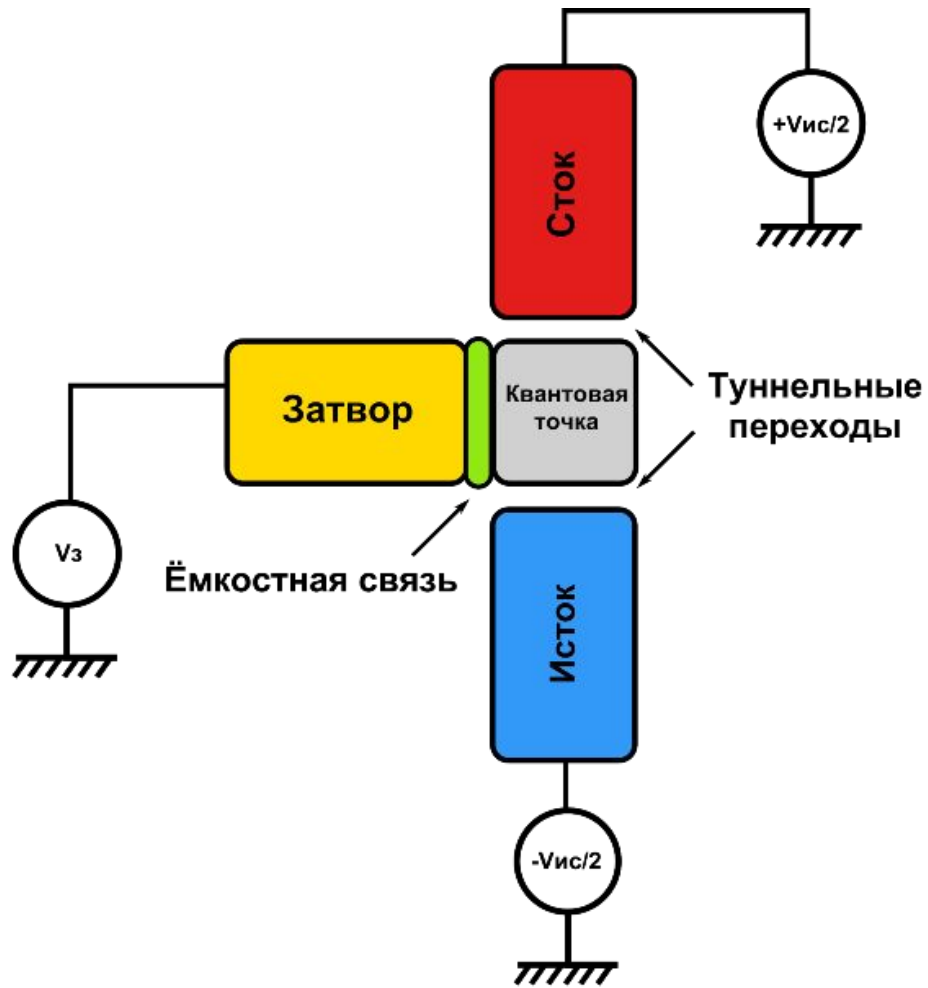


Change of the charging energy E of a small junction resulting from tunneling of a single electron

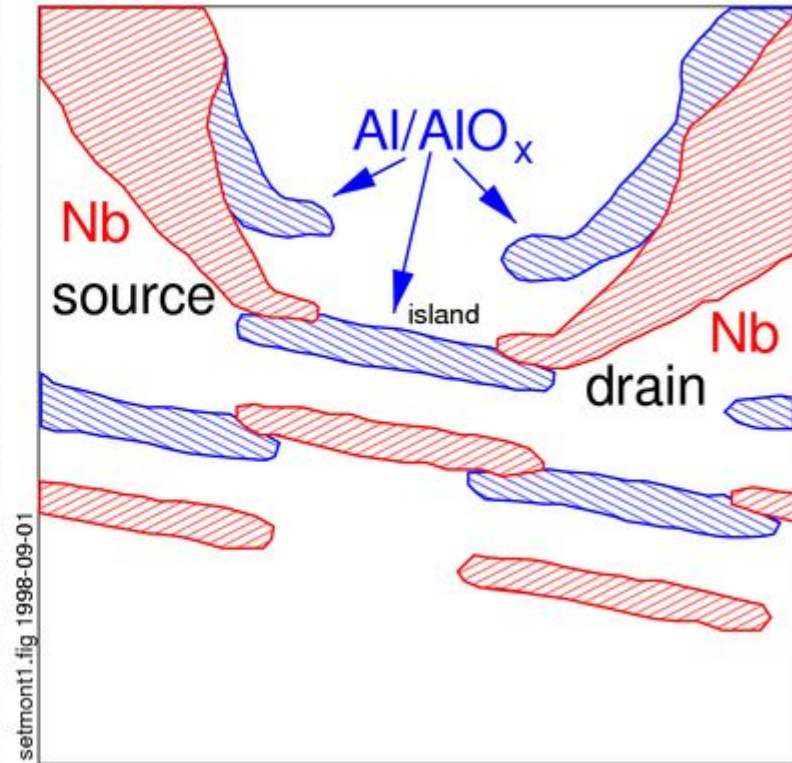
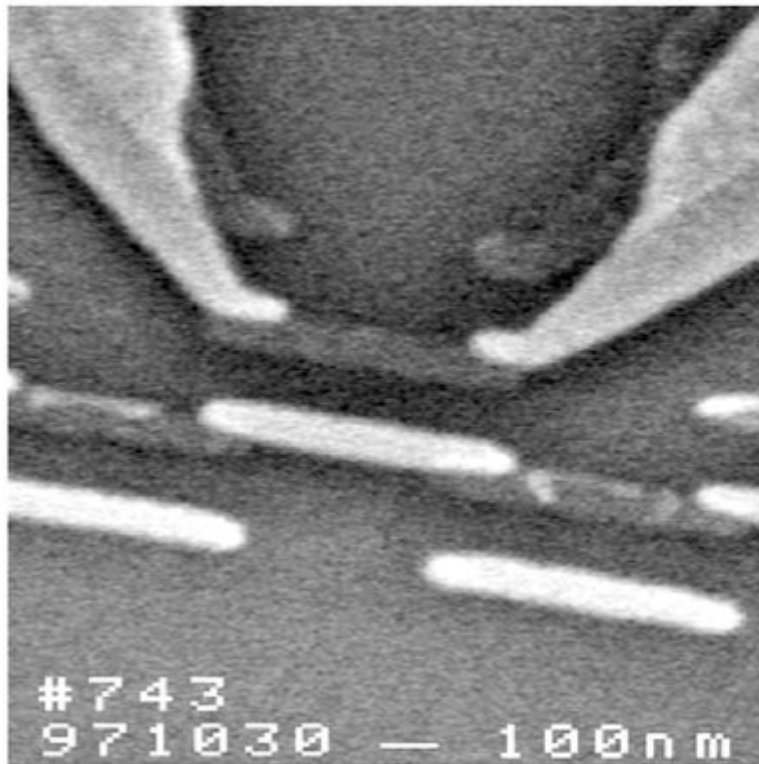


Time evolution of the probability density $\sigma(Q)$ in process of the SET oscillation and its drip analogy





Одноэлектронный транзистор (SET transistor)



Одноэлектронный транзистор с подводящими контактами из ниобия и алюминиевым островом.

Created by [Torsten Henning](#) and published in *Charging effects in niobium nanostructures*, PhD thesis, Mikroelektronik och Nanovetenskap, Chalmers Tekniska Högskola AB och Göteborgs Universitet, Göteborg 1999.

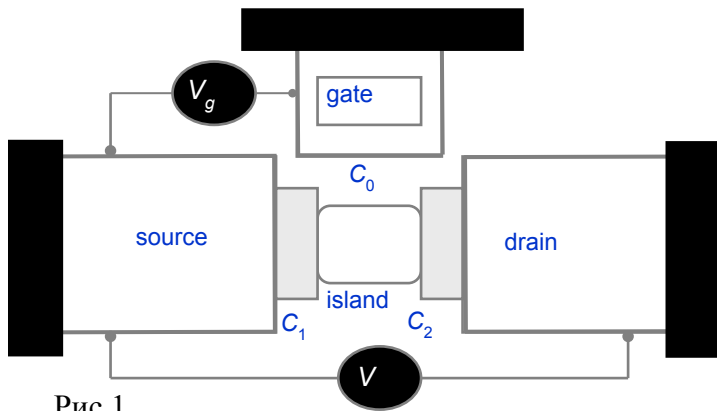
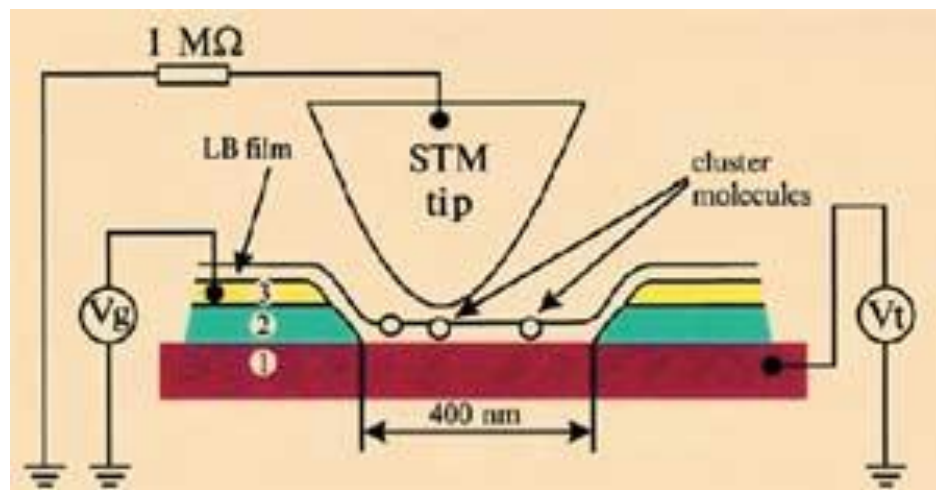
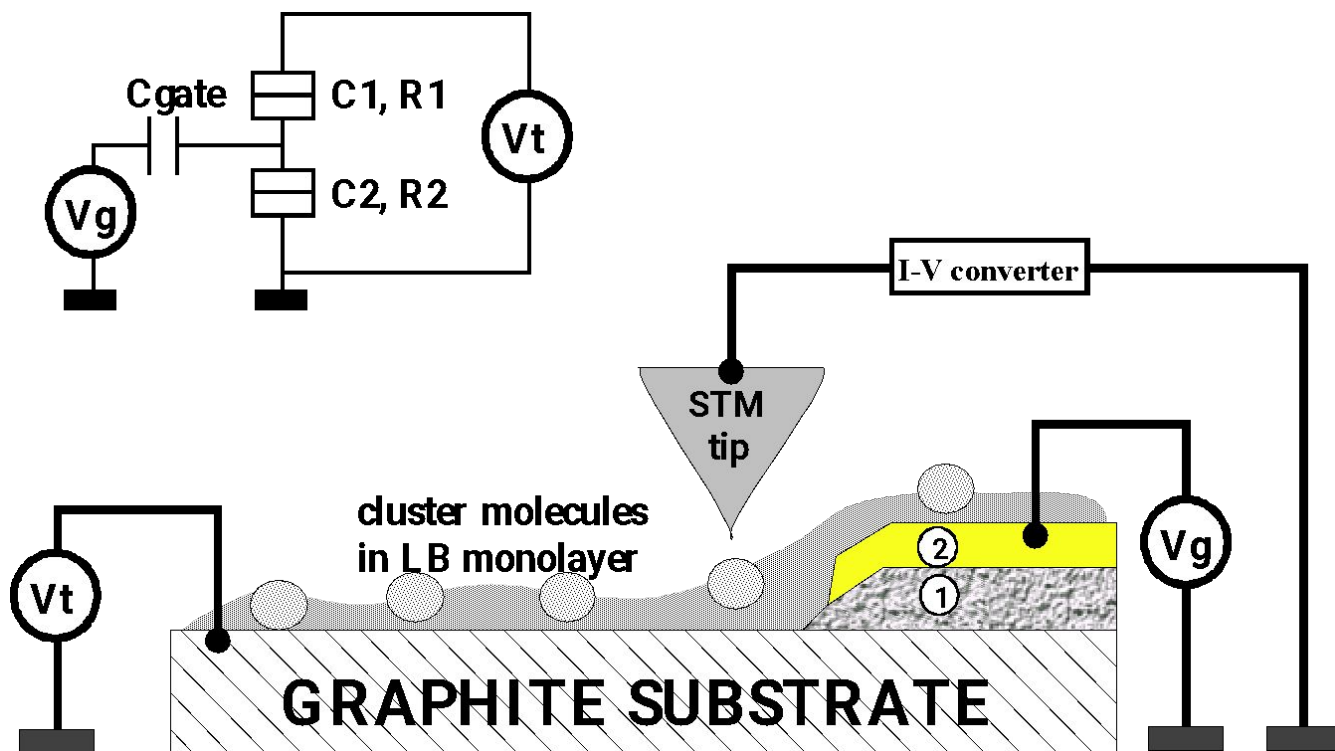


Рис.1

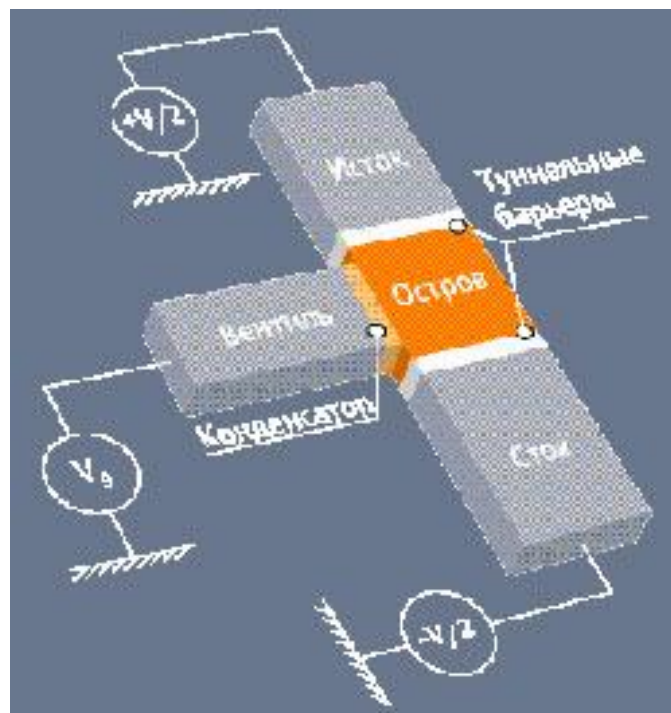


*Прототип одноэлектронного транзистора на основе одиночной молекулы-кластера:
 1-- проводящая подложка, нижний электрод транзистора, 2 -- изолятор, 3 -- пленка золота, управляющий электрод, "STM tip" -- игла туннельного микроскопа, верхний электрод транзистора.*

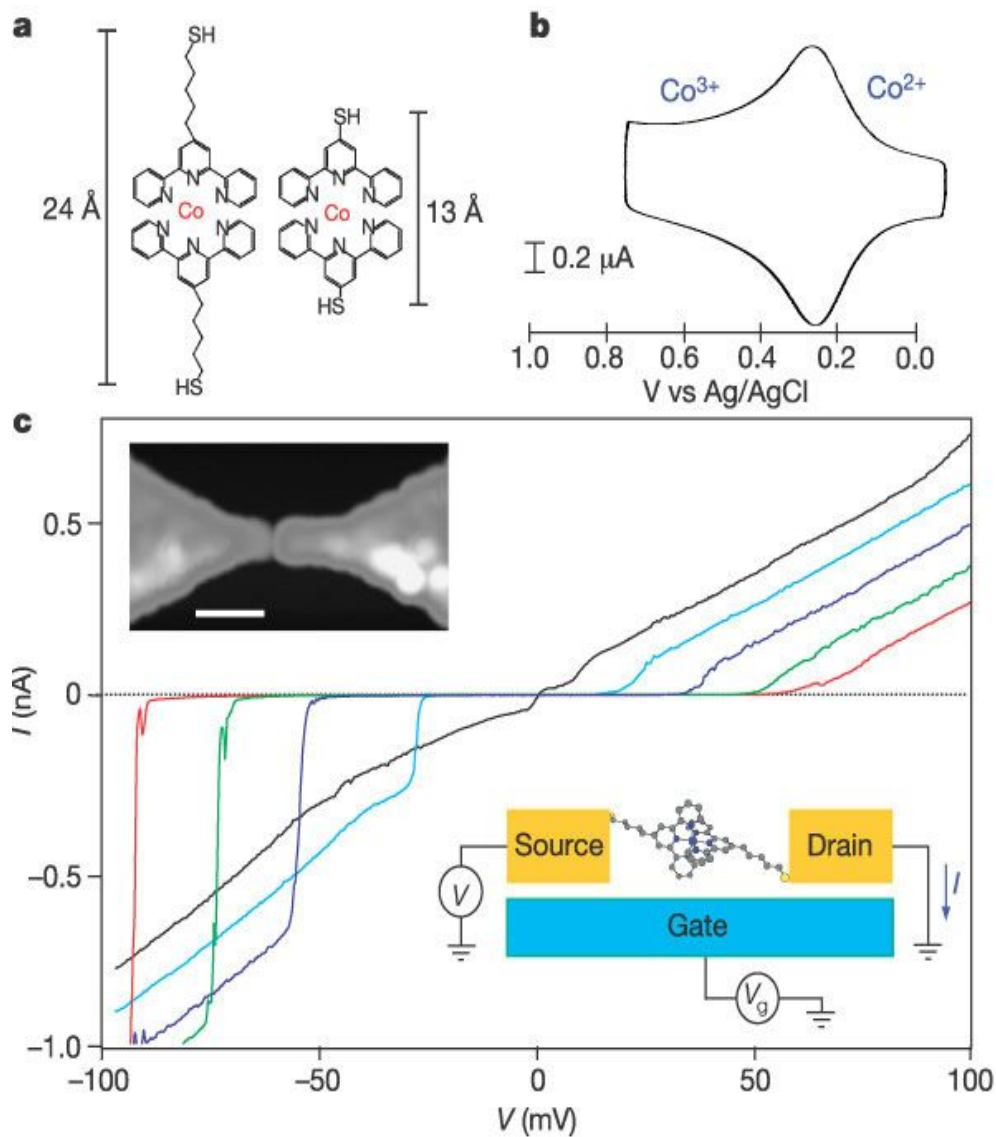


Все одноэлектронные приборы, реализованные на основе пленочной технологии, требуют гелиевых температур, что накладывает существенное ограничение на их применение. Но есть другой путь – уменьшить размеры островка до нанометровых (вместе с ними уменьшается емкость, а значит, условие (*) будет выполнено). То есть в качестве островка взять не электрод, а молекулярный кластер размерами порядка 2-3 нм. В лаборатории криоэлектроники физического факультета МГУ была реализована схема эксперимента, показанная на рисунке.

Солдатов Е.С., Ханин В.В., Трифонов А.С., Губин С.П., Колесов В.В., Преснов Д.Е., Яковенко С.А., Хомутов Г.Б., Одноэлектронный транзистор на основе одиночной кластерной молекулы при комнатной температуре, т. 64, вып. 7, с. 510 (1996): http://www.jetpletters.ac.ru/ps/982/article_14969.shtml



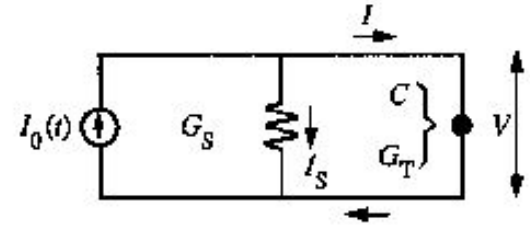
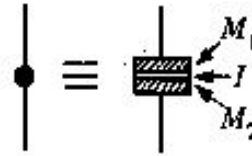
В Кембриджском университете и токийской Japan Science & Technology Corporation разработан одноэлектронный транзистор, функционирующий при комнатной температуре. Проводящий канал транзистора (остров) отделен от стока и истока туннельными барьерами из тонких слоев изолятора. Чтобы транзистор мог работать при комнатной температуре, размеры острова не должны превышать 10 нм. Высота потенциального барьера равна 0,173 эВ. В более ранней (2001 г.) конструкции тех же разработчиков остров был крупнее, высота потенциального барьера была 0,04 эВ, и рабочая температура не превышала 60 °K. Материалом для острова служит отдельный кластер аморфного кремния, поверхность которого оксидирована при низкой температуре для создания тонкого барьерного слоя.



В настоящее время современные технологии позволяют создавать контакты с “припаянными” к ним молекулами. На рисунке показана схема эксперимента, осуществленная группой американских ученых, и снятые ими вольтамперные характеристики при различных напряжениях на затворе.

J. Park et al, Coulomb blockade and the Kondo effect in single-atom transistor, Nature, v.417, p.722 (2002)

Ортодоксальная теория. 0-D модель



В используемой модели пренебрегается

- 1) размером и формой туннельного перехода,
- 2) конечным временем тунnelирования (операторы C^+ и C для одного и того же момента времени),
- 3) конечным временем перераспределения электрического заряда в электродах,
- 4) квантованием энергии в электродах и шунте,
- 5) квантовой природой тока $I_0(t)$, – полагается классической функцией.

Гамильтониан системы:

$$\hat{H} = \frac{Q^2}{2C} + \hat{H}_0 + \hat{H}_T + \hat{H}_S - I\Phi$$

$$\hat{H}_0 = \sum_{k,\alpha} E_k c_{k,\alpha}^+ c_{k,\alpha} + \sum_{q,\alpha} E_q b_{k,\alpha}^+ b_{k,\alpha} \equiv \hat{H}_1\{k\} + \hat{H}_2\{q\}, \quad \alpha = 1, 2$$

$\{k\}$ - энергетические состояния в 1-м электроде $\{q\}$ - энергетические состояния во 2-м электроде

\hat{c}^+, \hat{b}^+ - операторы рождения \hat{c}, \hat{b} - операторы уничтожения

$$\hat{H}_T = \sum_{k,q,\alpha} (T_{kq} b_{q\alpha}^+ c_{k\alpha} + T_{qk}^* c_{k\alpha}^+ b_{q\alpha}) \equiv \hat{H}_+ + \hat{H}_-, \quad \hat{H}_- + \hat{H}_+^+, \quad \hat{H}_S = \hat{H}_S\{k_s\}$$

$$Q = -\frac{e}{2} \left(\sum_k c_k^+ c_k - \sum_q c_q^+ c_q \right) + const, \quad \hat{H}_\pm F(Q) = F(Q \pm e) H_\pm, \quad [\hat{\Phi}, \hat{Q}] = i\hbar$$

\hat{H}_T и \hat{Q} - не коммутируют, \hat{H}_0 и \hat{Q} - коммутируют ("примерно"), если $N_{1,2} \gg Q/e$

\hat{H}_S - коммутирует со всеми операторами в гамильтониане; $\Phi = \int V dt$, $V = Q/C$

Для сверхпроводящих (S) электродов джозефсоновская фаза $\varphi = (\hbar/2e)\Phi + const$,

Формально такая фаза может быть введена и для т нормальных (N) электродов.

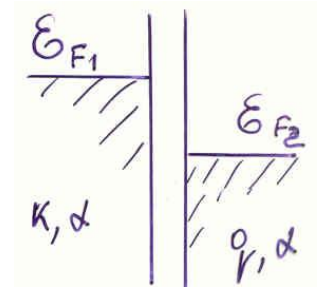
Выражение для туннельного тока (случай большой емкости)

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_T,$$

Электрический ток

$$\hat{H}_T = \sum_{k,q,\alpha} (T_{kq} b_{q\alpha}^+ c_{k\alpha} + T_{qk}^* c_{k\alpha}^+ b_{q\alpha});$$

$$I = \langle \hat{I} \rangle$$



$$\hat{H}_0 = \sum_{k,\alpha} E_k c_{k\alpha}^+ c_{k\alpha} + \sum_{q,\alpha} E_q b_{q\alpha}^+ b_{q\alpha}, \quad \hat{H}_0 = \hat{H}_1\{k\} + \hat{H}_2\{q\},$$

Коммутационные соотношения:

$$c_k^+ c_{k'} + c_{k'} c_k^+ = \delta_{kk'}, \quad c_k^+ c_{k'}^+ + c_{k'}^+ c_k^+ = 0, \quad c_k c_{k'} + c_{k'} c_k = 0.$$

$$\hat{A}(t) = \frac{i}{\hbar} [H(t), A(t)] = \frac{1}{i\hbar} [A(t), H(t)]$$

$$\hat{N}_1 = \sum_{k,\alpha} c_{k\alpha}^+ c_{k\alpha}, \quad \hat{N}_2 = \sum_{q,\alpha} b_{q\alpha}^+ b_{q\alpha}, \quad \hat{N}_1 < 0,$$

$$\hat{I} = -e \hat{N}_1 = i \frac{e}{\hbar} [\hat{N}_1, \hat{H}] = i \frac{e}{\hbar} [\hat{N}_1, \hat{H}_T]$$

$$\hat{I} = -i \frac{e}{\hbar} \sum_{k,q,\alpha} (T_{kq} c_{k\alpha} b_{q\alpha}^+ - T_{qk}^* c_{k\alpha}^+ b_{q\alpha})$$

Зная оператор тока, можно вычислить среднее значение тока по формуле Кубо как поправку к равновесному значению, равному нулю, за счет возмущения H_T :

$$\langle \hat{I} \rangle = \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' \langle [\tilde{H}_T(t') \tilde{I}(t)] \rangle$$

Усреднение проводится по большому ансамблю Гиббса (N – переменное число частиц):

$$\hat{H}_0 \Rightarrow \hat{H}_0 - E_{F1} \hat{N}_1 - E_{F2} \hat{N}_2$$

Здесь E_{F1} и E_{F2} – химические потенциалы, которые, однако, с огромной точностью, особенно при $T \rightarrow 0$, равны энергии Ферми. Также считаем, что $H_T \rightarrow e^{\epsilon t} H_T$, где $\epsilon \rightarrow +0$, для описания адиабатического включения, чтобы избежать «встряски» и последующего переходного процесса. Знак «тильда» здесь означает представление взаимодействия, например,

$$\tilde{I}(t) = e^{\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t} \hat{I} e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t}, \quad \tilde{b}_{q\alpha}^+ = b_{q\alpha}^+ e^{\frac{i}{\hbar} E_q t}, \quad \tilde{c}_{k\alpha}^+ = c_{k\alpha}^+ e^{\frac{i}{\hbar} E_k t}, \dots$$

Вычисление тока по формуле Кубо

Вводим обозначение $\omega_{qk} = (E_q - E_k) / \hbar$ и выполняем преобразования:

$$[\tilde{H}_T(t'), \tilde{I}(t)] = -i \frac{e}{\hbar} \sum_{k,q,q1,\alpha} \left(-T_{kq}^* T_{kq1} e^{-i\omega_{qk}t' + i\omega_{q1k}t} b_{q1\alpha}^+ b_{q\alpha} - T_{kq} T_{kq1}^* e^{i\omega_{qk}t' - i\omega_{q1k}t} b_{q\alpha}^+ b_{q1\alpha} \right) +$$

$$+ i \frac{e}{\hbar} \sum_{k,k1,q,\alpha} \left(T_{kq}^* T_{k1q} e^{-i\omega_{qk}t' + i\omega_{qk1}t} c_{k\alpha}^+ c_{k1\alpha} + T_{kq} T_{k1q}^* e^{i\omega_{qk}t' - i\omega_{qk1}t} c_{k1\alpha}^+ c_{k\alpha} \right).$$

Усредняем по большому ансамблю Гиббса:

$$\langle [\tilde{H}_T(t') \tilde{I}(t)] \rangle_0 = i \frac{e}{\hbar} \sum_{k,q,\alpha} |T_{kq}|^2 (n_q - n_k) \cdot \left(e^{i\omega_{qk}(t-t')} + e^{-i\omega_{qk}(t-t')} \right)$$

$$\langle \hat{I} \rangle = -\frac{e}{\hbar^2} \sum_{k,q,\alpha} |T_{kq}|^2 (n_q - n_k) \cdot \left(\int_{-\infty}^t dt' e^{i\omega_{qk}(t-t')+\varepsilon t'} + \int_{-\infty}^t dt' e^{-i\omega_{qk}(t-t')+\varepsilon t'} \right) = -\frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{k,q,\alpha} |T_{kq}|^2 (n_q - n_k) \cdot \delta(E_q - E_k)$$

При этом были использованы следующие соотношения:

$$\langle c_k^+ c_{k1} \rangle = n_k \cdot \delta_{k k1}$$

$$\int_{-\infty}^t dt' e^{i\omega_{qk}(t-t')+\varepsilon t'} = \int_{-\infty}^0 d\eta \cdot e^{-i\omega_{qk}\eta + \varepsilon(\eta+t)} = \frac{i}{\omega + i\varepsilon}$$

$$\int_{-\infty}^t dt' e^{-i\omega_{qk}(t-t')+\varepsilon t'} = \int_{-\infty}^0 d\eta \cdot e^{i\omega_{qk}\eta + \varepsilon(\eta+t)} = \frac{-i}{\omega - i\varepsilon}$$

$$i \cdot \left(\frac{1}{\omega + i\varepsilon} - \frac{1}{\omega - i\varepsilon} \right) = i \cdot \left(\frac{P}{\omega} - i\pi \cdot \delta(\omega) - \frac{P}{\omega} - i\pi \cdot \delta(\omega) \right) = 2\pi \cdot \delta(\omega)$$

$$n_k = \frac{1}{e^{\frac{E_k - E_{F1}}{k_B T}} + 1}; \quad n_q = \frac{1}{e^{\frac{E_q - E_{F2}}{k_B T}} + 1}; \quad E_{F1} - E_{F2} = eV$$

Итак,

$$\langle \hat{I} \rangle = \frac{2\pi \cdot e}{\hbar} \sum_{k,q,\alpha} |T_{kq}|^2 (n_k - n_q) \cdot \delta(E_q - E_k)$$

Можно использовать другую форму записи, если перейти к отсчету энергии от уровня Ферми:

$$E_k = E_{F1} + \xi_k, \quad E_q = E_{F2} + \xi_q \quad E_k - E_q = E_{F1} - E_{F2} + \xi_k - \xi_q = eV + \xi_k - \xi_q$$

$$\langle \hat{I} \rangle = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{k,q,\alpha} |T_{kq}|^2 \left(\frac{1}{e^{\frac{E_k - E_{F1}}{k_B T}} + 1} - \frac{1}{e^{\frac{E_q - E_{F2}}{k_B T}} + 1} \right) \cdot \delta(\xi_k - \xi_q + eV)$$

С учетом суммирования по спину:

$$\langle \hat{I} \rangle = \frac{4\pi e}{\hbar} \sum_{k,q} |T_{kq}|^2 \left(\frac{1}{e^{\frac{E_k - E_{F1}}{k_B T}} + 1} - \frac{1}{e^{\frac{E_q - E_{F2}}{k_B T}} + 1} \right) \cdot \delta(\xi_k - \xi_q + eV)$$

Плотность состояний

Уравнение Шредингера для свободной частицы

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \cdot \Psi_k(\mathbf{r}) = E_k \Psi_k(\mathbf{r})$$

В случае ограниченного объема в виде куба со стороной L решение будет представлять собой стоячую волну

$$\Psi_n(\mathbf{r}) = A \sin\left(\frac{\pi \cdot n_x}{L} x\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot n_y}{L} y\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot n_z}{L} z\right)$$

Поэтому удобно ввести волновые функции, удовлетворяющие периодическим граничным условиям:

$$\Psi(x+L, y, z) = \Psi(x, y, z), \text{ и т. д.}$$

Это будут бегущие плоские волны:

$$\Psi_k(\mathbf{r}) = e^{i \cdot (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad k_x = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \dots; k_y = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \dots; k_z = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \dots$$

Подставляя это выражение в уравнение Шредингера, получим:

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad k = 2\pi \cdot \lambda$$

Эти волновые функции являются также собственными волновыми функциями оператора импульса $\hat{p} = -i\hbar \nabla$ с собственными значениями $\hbar \mathbf{k}$, поскольку

$$\hat{p} \Psi_k(\mathbf{r}) = -i\hbar \nabla \Psi_k(\mathbf{r}) = \hbar \mathbf{k} \Psi_k(\mathbf{r}) \quad v = \hbar \mathbf{k} / m, \quad E_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2$$

Из условий для k_x, k_y, k_z вытекает, что каждому разрешенному вектору \vec{k} , т.е. каждой тройке квантовых чисел k_x, k_y, k_z отвечает объем в k -пространстве величиной $(2\pi/L)^3$. Поэтому в сфере объемом $\left(\frac{4\pi}{3}k_F^3\right)^3$ число точек, описывающих разрешенные состояния, равно числу ячеек объемом $(2\pi/L)^3$, и поэтому число разрешенных состояний (число электронов)

$$N = 2 \frac{4\pi \cdot k_F^3 / 3}{(2\pi/L)^3} = \frac{V}{3\pi^2} k_F^3$$

Таким образом:

$$k_F = \left(3\pi^2 \frac{N}{V}\right)^{1/3} \quad V_F = \frac{\hbar^3}{m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V}\right)^{1/3} \quad E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V}\right)^{2/3} \quad N = \frac{V}{3\pi^2} \left(\frac{2mE_F}{\hbar^2}\right)^{3/2}$$

$$n(E_F) \equiv \frac{dN}{dE_F} = \frac{V}{\pi^2 \hbar^3} (2m^3 E_F)^{1/2} = \frac{3N}{2E_F} \quad - \text{плотность состояний:}$$

Число состояний в левом металле:
$$d\nu_k = \frac{V}{\pi^2 \hbar^3} (2m^3 (E_F + \xi_k))^{1/2} d\xi_k \equiv n_L(\xi_k) d\xi_k$$

Это выражение написано с учетом спина (фактор 2), а также с учетом интегрирования по углам φ_k, θ_k , что дало фактор 4π .

При переходе к единичному телесному углу необходимо число состояний поделить на 4π : $d\nu \Rightarrow d\nu / 4\pi$

$$I = \langle \hat{I} \rangle = \frac{4\pi e}{\mathbb{X}} \iint d\xi_k n(\xi_k) \frac{d\Omega_k}{4\pi} \iint d\xi_q n(\xi_q) \frac{d\Omega_q}{4\pi} |T_{kq}|^2 \left(\frac{1}{e^{\frac{\xi_k}{k_B T} + 1}} - \frac{1}{e^{\frac{(\xi_k + eV)}{k_B T} + 1}} \right) \cdot \delta(\xi_k - \xi_q + eV)$$

$$d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

Введем обозначение для среднего значения матричного элемента:

$$\langle |T|^2 \rangle \equiv \int \frac{d\Omega_k}{4\pi} \int \frac{d\Omega_q}{4\pi} |T_{kq}|^2, \quad k = k_{F1}, \quad q = q_{F2}$$

Выражение для тока:

$$I = \frac{4\pi e}{\mathbb{X}} n_L(0) \cdot n_R(0) \langle |T|^2 \rangle \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{e^{\frac{\xi}{k_B T} + 1}} - \frac{1}{e^{\frac{(\xi + eV)}{k_B T} + 1}} \right) d\xi$$

Можно показать, что интеграл в этом выражении всегда равен eV . В случае, когда $T = 0$, интеграл сводится к вычитанию двух ступенек, что сразу дает величину eV . При $T \neq 0$ и при выполнении условия $eV \ll k_B T$ подынтегральное выражение можно разложить по параметру $eV/k_B T$, и тогда легко увидеть, что интеграл равен eV .

Для рассмотрения этого интеграла в общем случае можно сделать замену $z = \xi / k_B T$,

которая позволяет записать рассматриваемый интеграл в виде

$$k_B T \cdot \Phi(u), \quad \text{где} \quad u = \frac{eV}{k_B T}, \quad \Phi(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{e^z + 1} - \frac{1}{e^{z+u} + 1} \right) dz$$

Выполнив замену $x = z + u$, убеждаемся, что

$$\Phi(-u) = -\Phi(u)$$

С другой стороны,

$$\frac{d\Phi}{du} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{z+u}}{(e^{z+u} + 1)^2} dz = \int_0^{\infty} \frac{ds}{(s+1)^2} = 1, \text{ т. е. } \Phi \equiv u$$

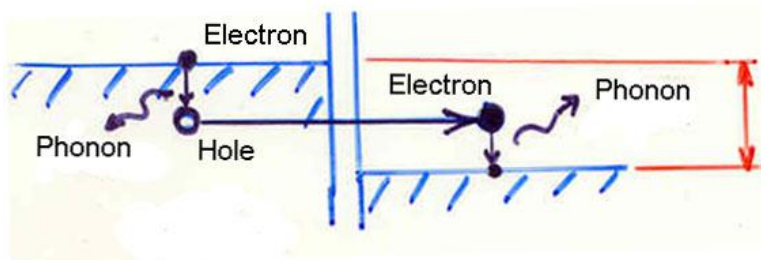
Это означает, что рассматриваемый интеграл равен eV.

Таким образом,

$$I = \frac{4\pi e}{\hbar} n_L(0) \cdot n_R(0) \langle |T|^2 \rangle \cdot V \equiv \frac{V}{R_T} \quad (\text{закон Ома (!)})$$

$$G_T = \frac{4\pi e}{\hbar} n_L(0) \cdot n_R(0) \langle |T|^2 \rangle \quad R_T = \left(\frac{4\pi e}{\hbar} n_L(0) \cdot n_R(0) \langle |T|^2 \rangle \right)^{-1}$$

Закон Ома указывает на диссипацию энергии при протекании туннельного тока (!)



- **Диссипация энергии при одном акте туннелирования**

Учет изменения электростатической энергии при туннелировании

$$\frac{Q^2}{2C} + E_k = \frac{(Q-e)^2}{2C} + E_q \quad \Rightarrow \quad E_k = E_q - \frac{e}{C} \left(Q - \frac{e}{2} \right)$$

Закон сохранения энергии при туннелировании электрона:

$$\delta(E_k - E_q) \quad \Rightarrow \quad \delta \left(E_k - E_q + \frac{e}{C} \left(Q - \frac{e}{2} \right) \right)$$

$$Q \rightarrow Q - e \Rightarrow \Gamma^-$$

Вероятность туннельного скачка в единицу времени с уменьшением заряда на e .

$$\Gamma^-(Q) = \frac{1}{e^2 R_T} \cdot \frac{\frac{e}{C} \left(Q - \frac{e}{2} \right)}{1 - \exp \left\{ -\frac{e}{CT} \left(Q - \frac{e}{2} \right) \right\}}$$

$$\Gamma^+(Q) = \frac{1}{e^2 R_T} \cdot \frac{\frac{e}{C} \left(Q + \frac{e}{2} \right)}{\exp \left\{ \frac{e}{CT} \left(Q + \frac{e}{2} \right) \right\} - 1}$$

Матрица плотности (статистическая матрица)

Рассмотрим систему (x – совокупность ее координат), являющуюся частью замкнутой системы (q – совокупность остальных координат замкнутой системы).

Поскольку $\{x\}$ – система не является замкнутой и взаимодействует с остальной частью общей замкнутой системы, то

$$\Psi(q, x) \neq \Psi_1(x)\Psi_2(q).$$

Пусть F – физическая величина, которая относится только к рассматриваемой системе, то есть оператор действует только на координаты $\{x\}$.

$$\bar{F} = \iint \Psi^*(q, x) \cdot \hat{F} \cdot \Psi(q, x) dq dx.$$

Введем функцию $\rho(x', x)$, называемую матрицей плотности:

$$\rho(x', x) = \int \Psi^*(q, x) \Psi(q, x) dq,$$

которая обладает свойством эрмитовости: $\rho^*(x, x') = \rho(x', x)$, т.е. $\rho^+ = \rho$

Диагональные элементы матрицы плотности определяют распределение вероятности для координат рассматриваемой системы:

$$\rho(x, x) = \int |\Psi(q, x)|^2 dq.$$

Среднее значение физической величины F , записанное с помощью матрицы плотности:

$$\bar{F} = \int [\hat{F} \rho(x', x)]_{x'=x} dx.$$

Оператор \hat{F} действует только на переменные x в матрице, после чего нужно положить $x' = x$.

Описание с помощью матрицы плотности является более общим. Описание с помощью волновой функции является частным случаем, отвечающим матрице плотности

$$\rho(x', x) = \Psi^*(x') \Psi(x).$$

Если предположить, что рассматриваемая подсистема находится в некотором полно описанном состоянии с волновой функцией ψ (это было бы «чистое» состояние), которое тогда можно разложить по полной системе функций $\Psi_n(x)$:

$$\Psi = \sum_n c_n \Psi_n, \quad \text{тогда среднее значение} \quad \bar{F} = \sum_n \sum_m c_n^* c_m F_{nm}, \quad F_{nm} = \int \Psi_n^* \hat{F} \Psi_m dx$$

(матр. элемент оператора)

Переход к неполному квантово-механическому описанию подсистемы можно рассматривать (в некотором смысле) как усреднение по ее различным ψ – состояниям. То есть от одинарного набора коэффициентов $\{c_n\}$ переходим к двойному (по двум индексам) набору коэффициентов $\{W_{mn}\}$:

$$\bar{F} = \sum_n \sum_m W_{mn} F_{nm}, \quad (*)$$

Совокупность $\{W_{mn}\}$ (эти элементы могут быть функциями времени) и есть матрица плотности в энергетическом представлении, или статистическая матрица.

Поскольку $\sum_n W_{mn} F_{nm}$ - диагональный матричный элемент произведения операторов $\hat{W}\hat{F}$, тогда

$$\bar{F} = \sum_m (\hat{W}\hat{F})_{mm} = Sp(\hat{W}\hat{F})$$

Итак, $c_n^* c_m \rightarrow W_{mn}$, то есть вероятность, что подсистема находится в n-ом состоянии будет равна

диагональному элементу $W_{nn} = W_n > 0$ (вместо квадрата модуля $c_n^* c_n$),

для которого выполняется условие нормировки: $Sp(\hat{W}) = \sum_n W_n = 1$

Усреднение (*) с помощью статистической матрицы имеет двоякую природу. Оно включает в себя (i) усреднение, связанное с вероятностным характером квантовомеханического описания (даже наиболее полного), и (ii) статистическое усреднение, связанное с неполнотой сведений об объекте. Статистическая матрица в квантовой статистике заменяет функцию распределения в классической статистике.

Если внешний ток $I_0(t)$, туннельный ток I и ток через шунт достаточно малы и не нарушают равновесия внутренних степеней свободы металлов и шунта, эти воздействия можно рассматривать как возмущения и пользоваться матрицей плотности:

$$\rho(Q, Q', t) = Sp_{k,q,s}(\rho_\Sigma) \equiv Sp_{k,q,s}(\hat{W}).$$

Эволюция матрицы плотности описывается уравнением фон Неймана (von Neumann):

$$\dot{\rho} = F_I + F_S + F_T,$$

Где F_I, F_S, F_T (вклады от токов I_0, I_S, I_T) могут быть вычислены независимо в 1-м приближении теории возмущений:

$$F_I = \frac{1}{i\hbar} I_0(t) \cdot [\Phi(t), \rho(t)] \Rightarrow (F_I)_{Q,Q'}(t) = -I_0(t) \left(\frac{\partial}{\partial Q} + \frac{\partial}{\partial Q'} \right) \rho_{Q,Q'}$$

$$F_{S,T}(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t dt' Tr_{k,q,s} \left\{ H'_{S,T}(t), [H'_{S,T}(t'), \rho(t')] f_{S,T} \right\},$$

где $H'_S \equiv I_S \Phi$, $H'_T \equiv H_T$, $f_{S,T}$ — температурно-равновесные матрицы плотности шунта и электродов соответственно.

При малых значениях проводимостей G_T и G_S воздействия F_T и F_I не могут породить новых диагональных элементов матрицы плотности, а воздействие F_S ведет к «распаду» недиагональных элементов с характерным временем $\tau_s = C/G_s$, если $G_s \ll 1/R_T$. Следовательно матрица плотности станет диагональной и будет оставаться таковой:

$$\rho_{Q,Q'}(t) = \sigma(Q, t) \cdot \delta(Q - Q')$$

$\sigma(Q, t)$ - плотность вероятности величины заряда Q .

Для плотности вероятности можно получить уравнение, используя уравнение Фоккера-Планка для процесса $x(t)$, заданного обыкновенным дифференциальным уравнением, линейный или нелинейные коэффициенты которого или его правая часть являются случайными δ -коррелированными функциями.

Наиболее простой случай такого дифференциального уравнения:

$$\dot{x} = a(x) + b(x) \cdot \xi(t), \quad \text{где } \bar{\xi} = 0, \quad \overline{\xi \cdot \xi_\tau} = D \cdot \delta(\tau)$$

Уравнение Фоккера-Планка:
$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (k_1 \sigma) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (k_2 \sigma),$$

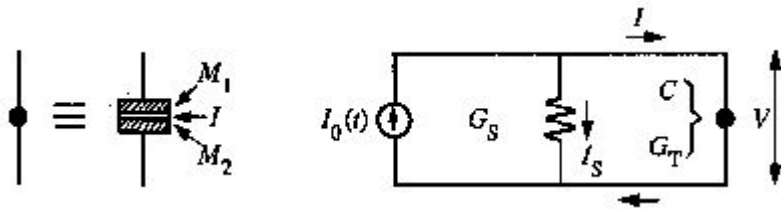
$$k_1 \equiv a(x) + b(x)b'(x)D, \quad b' \equiv \frac{db}{dx}, \quad k_2 \equiv 2Db^2(x), \quad \sigma(x,0) = \sigma_0(x) - \text{нач. условие.}$$

$$\dot{Q} = I_0(t) - I_S - (I_S)_f = I_0(t) - \frac{G_s}{C} Q - G_s V_f(t) = a(Q) + b(Q) \cdot V_f.$$

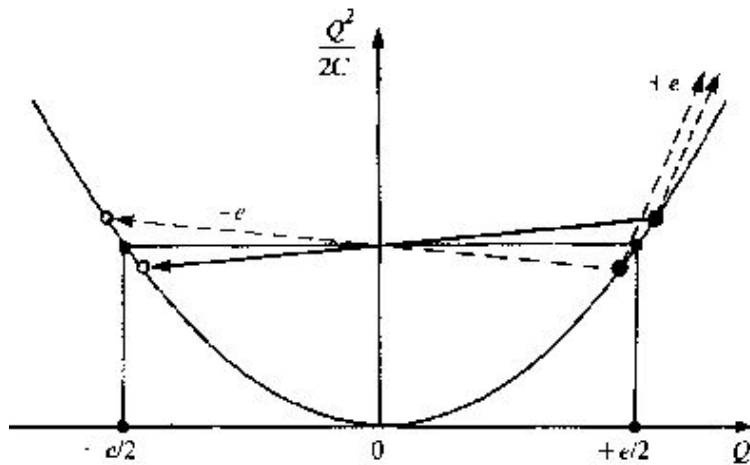
$$b' = 0 \rightarrow k_1 = \left(I_0(t) - \frac{G_s}{C} Q \right), \quad k_2 = 2G_s^2 \frac{k_B T}{G_s} = 2G_s k_B T.$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -I_0(t) \frac{\partial \sigma}{\partial Q} + \frac{G_s}{C} \frac{\partial}{\partial Q} \left(Ck_B T \frac{\partial \sigma}{\partial Q} + \sigma Q \right) + F_T \quad - \text{Master Equation}$$

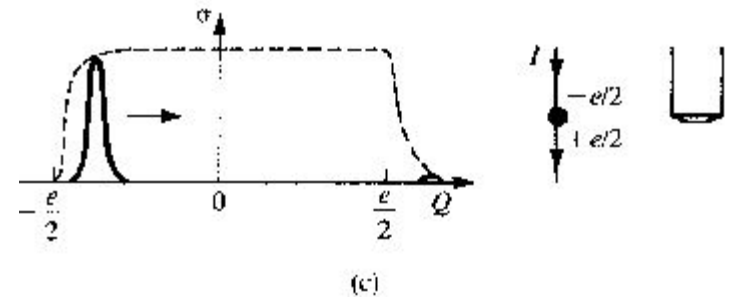
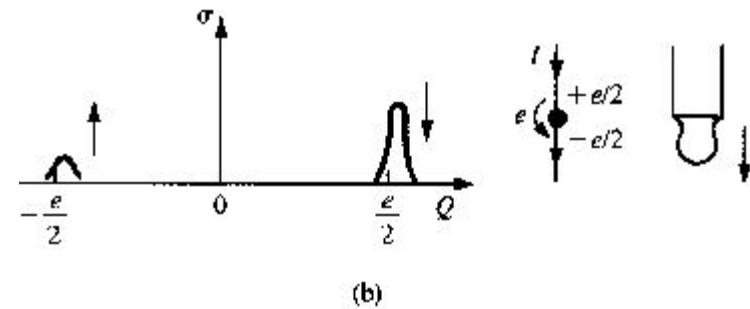
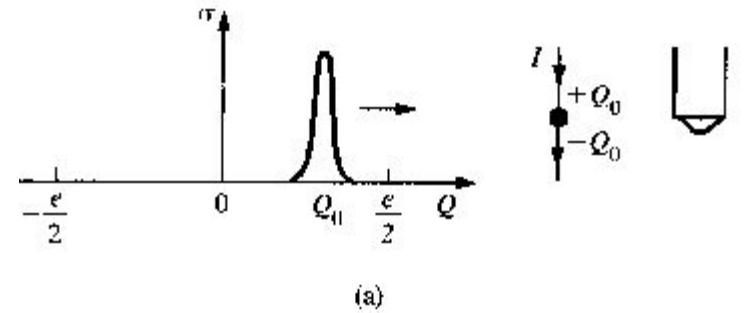
$$F_T(Q) = \Gamma^+(Q-e)\sigma(Q-e) + \Gamma^-(Q+e)\sigma(Q+e) - \left(\Gamma^+(Q) + \Gamma^-(Q) \right) \cdot \sigma(Q).$$



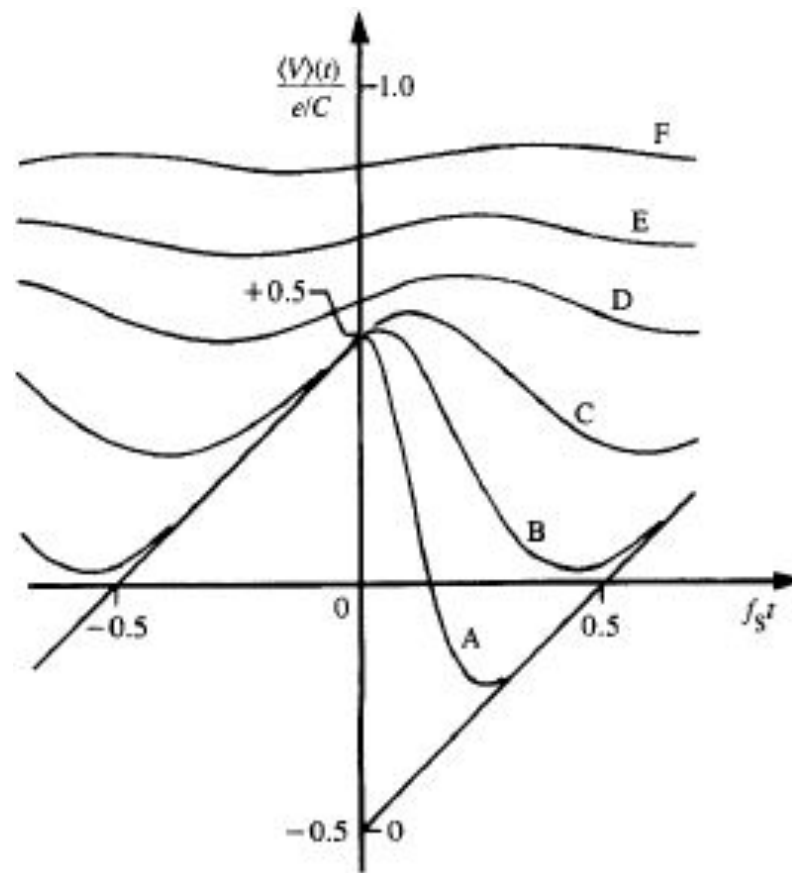
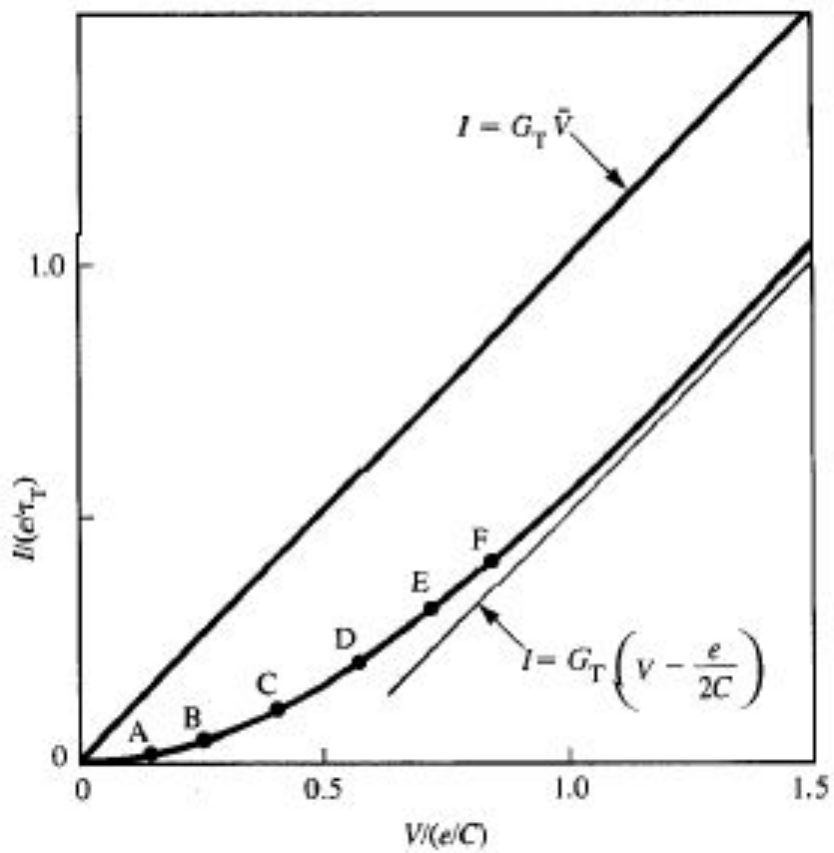
Denotation of a small tunnel junction and an equivalent circuit of the current-biased junction



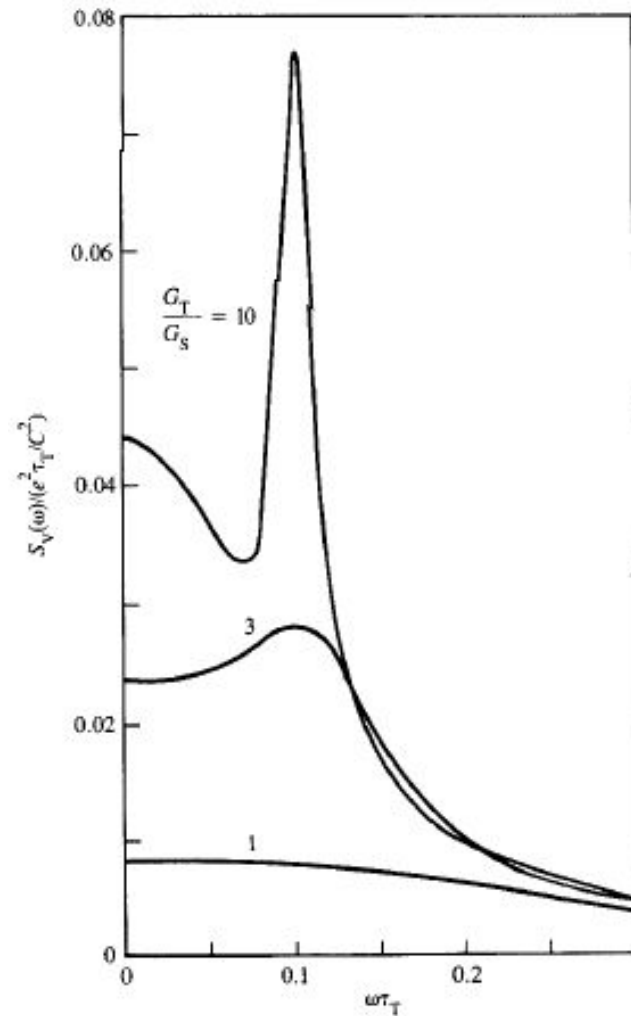
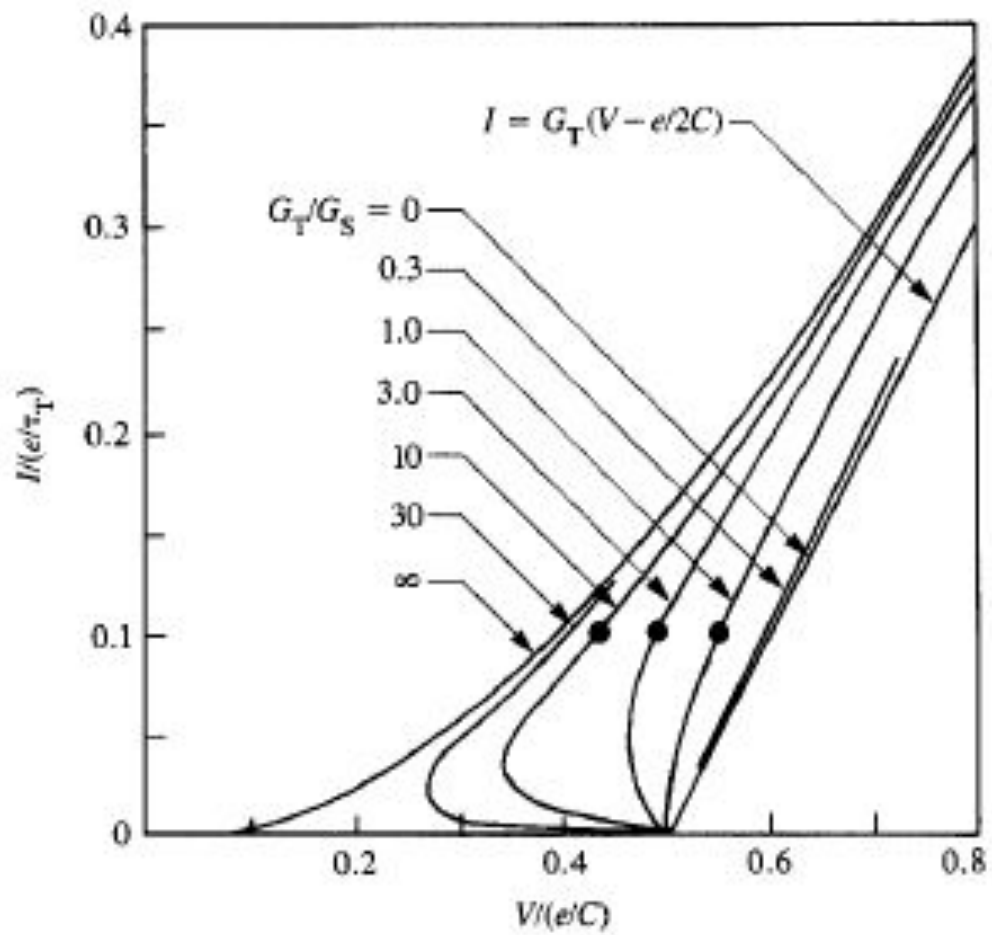
Change of the charging energy E of a small junction resulting from tunneling of a single electron



Time evolution of the probability density $\sigma(Q)$ in process of the SET oscillation and its drip analogy



Вольт-амперная характеристика при $G_s = 0$



Вольт-амперная характеристика при $G_s \neq 0$

SIS туннельный переход. Туннелирование куперовских пар

Будем рассматривать случай, когда среднее напряжение на переходе много меньше щелевого напряжения

$V_{\pm} = |\Delta_1(T) \pm \Delta_2(T)| / e$. В этом случае справедливо «адиабатическое» приближение:

$$H_T = H_q + H_p, \quad \text{где} \quad H_p = -E_J \cos(\varphi). \quad \text{Тогда:}$$

$$H = H_0 + H_1\{k_1\} + H_2\{k_2\} + H_s\{k_s\} + H_q - \Phi I, \quad \text{где}$$

$$I = I_0(t) - I_s\{k_s\}, \quad H_0 = Q^2 / 2C - E_J \cos(2\pi \cdot \Phi / \Phi_0), \quad \Phi_0 = h / 2e.$$

$$[\Phi, Q] = i\hbar \Rightarrow Q = -\frac{2t}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad \text{При малых значениях } G_T, G_S, \text{ и } I_0 \quad H \Rightarrow H_0.$$

Возможные аналогии: (1) **Квантовомеханический плоский маятник:** $\Psi(\Phi) = \Psi(\Phi + \Phi_0)$.

В этом случае имеем набор дискретных энергетических уровней.

(2) **Одномерное движение частицы массой** $(\hbar / 2e)^2 C$ **и моментом** $(\hbar / 2e)Q$ **вдоль** φ -**оси в поле с периодическим потенциалом** $U_J(\varphi)$.

При этом волновые функции будут Блоховскими волновыми функциями:

$$\Psi(\Phi) = U_{nk}(\Phi) \cdot e^{ik\Phi / \Phi_0}, \quad U_{nk}(\Phi) = U_{nk}(\Phi + \Phi_0),$$

где число k может быть как целым, так и реальным, поэтому $\Psi(\Phi) \neq \Psi(\Phi + \Phi_0)$.

Энергетический спектр состоит из зон (полос): $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

При $s \gg 1$ (сильное джозефсоновское взаимодействие) ширина нижней зоны

$$E_0 = \left(32E_J / \sqrt{\pi}\right) \left(E_Q / 2E_J\right)^{1/4} \exp\left(-\sqrt{8E_J / E_Q}\right) \rightarrow 0.$$

Зоны разделены энергетической щелью: $\Delta_n \cong \hbar \omega_p \equiv \sqrt{8E_J E_Q}$, $n = 1$.

При $s \ll 1$ энергетические зоны значительно шире:

$$E_n(q) \approx (q - 2em)^2 / 2C, \quad \text{для} \quad (q/2e - m \pm 1/2) \gg E_J / E_Q, \quad m = \text{Int}(q/2e + (1/2)\text{sign}(q)).$$

И разделены узкой энергетической щелью: $\Delta_1 \approx E_J$, $\Delta_n \propto s^{-2n}$.

Рассмотрим случай малых флуктуаций:

$$E_J \gg \max(k_B T, E_Q \sqrt{\alpha_T}, E_Q \sqrt{\alpha_S}), \quad \alpha_T \equiv G_T R_Q, \quad \alpha_S \equiv G_S R_Q.$$

В этом случае система находится внутри нижней зоны ($n=0$), кроме того, при $\alpha_T \equiv G_T R_Q \rightarrow 0$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -I_0(t) \frac{\partial \sigma}{\partial q} = G_S \frac{\partial}{\partial q} (\sigma V_0(q)) + D \frac{\partial^2 \sigma}{\partial q^2}, \quad (**)$$

$$D \equiv G_S k_B T, \quad V_0(q) \equiv \frac{dE_0}{dq}, \quad Q \Rightarrow q.$$

Если

$$k_B T / E_0 \rightarrow 0, \quad I_0 < \frac{dE_0}{dq}, \quad V_t \equiv \max \frac{dE_0(q)}{dq} \approx \begin{cases} e/C, & s \ll 1 \\ \frac{\pi E_0}{2e}, & s \gg 1 \end{cases}$$

Уравнение имеет стационарное решение: $I_0 = 0$, $|V| < V_t$ - кулоновская блокада туннелирования пар. Если $I_0 > I_t$, имеем движение q вдоль энергетической зоны $E_0(k)$.

В туннельном SIS переходе при изменении Φ на Φ_0 источник тока совершает работу $\Delta E = -\Phi_0 I(t)$.

Кроме того, в качестве источника тока можно представить себе сверхпроводящую катушку с индуктивностью $L \gg \Phi_0 / I$, тогда изменение ϕ на 2π приведет к изменению магнитного потока в этой катушке на Φ_0 .

$$\Rightarrow \Psi(\varphi) = \sum_s \int C_k^{(s)} \Psi_k^{(s)} dk, \quad \Psi_k^{(s)} = U_k^{(s)}(\varphi) \cdot e^{ik\varphi}, \quad U_k^{(s)}(\varphi + 2\pi) = U_k^{(s)}(\varphi),$$

$$s = 0, 1, 2, \dots, \quad -\infty < k < +\infty$$

Для того, чтобы найти волновые функции $U_k^{(s)}(\varphi)$

и собственные значения энергии $E^{(s)}(k)$, необходимо решить уравнение Шредингера с Гамильтонианом:

$$H_0 = - \left(E_q \frac{\partial^2}{\partial(\varphi/2)^2} + E_J \cos \varphi \right), \quad E_Q = e^2 / 2C = E_C.$$

Это будет как раз хорошо известное уравнение Матье (!). Свойства спектра энергии: периодическая зависимость внутри каждой зоны:

$$E^{(n)}(k+1) = E^{(n)}(k), \quad q = 2ek - \text{квазизаряд.}$$

Аналогия между малым туннельным SIS переходом и электроном в кристаллической решетке нарушается по мере появления слабого взаимодействия I_q (за счет тока квазичастиц) с термостатом, которое приводит к установлению равновесного статистического распределения по энергиям $E^{(s)}(k)$. В отличие от ансамбля электронов в кристаллической решетке, для которых справедлива статистика Ферми-Дирака, одиночный переход как одиночный объект представляет собой статистический ансамбль, который описывается статистическим распределением Гиббса:

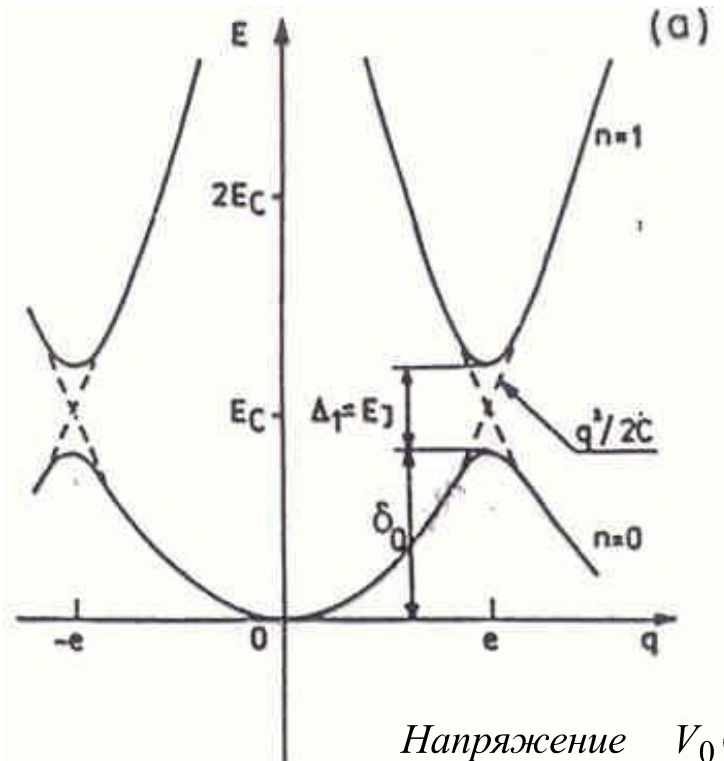
$$f(E^{(n)}(k)) = Z^{-1} \exp(-E^{(n)}(k) / k_B T), \quad Z = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{E^{(n)}(k)}{k_B T}} dk.$$

Если $k_B T \ll \Delta^{(0)} \equiv \min_k (E^{(1)} - E^{(0)})$, то переход находится в состоянии $n = 0$ как в отсутствие тока, так и при малом токе I .

Введем параметр $s \equiv (E_J / E_Q)^{1/2}$, который сильно влияет на $E^{(n)}(k)$

Энергетический спектр

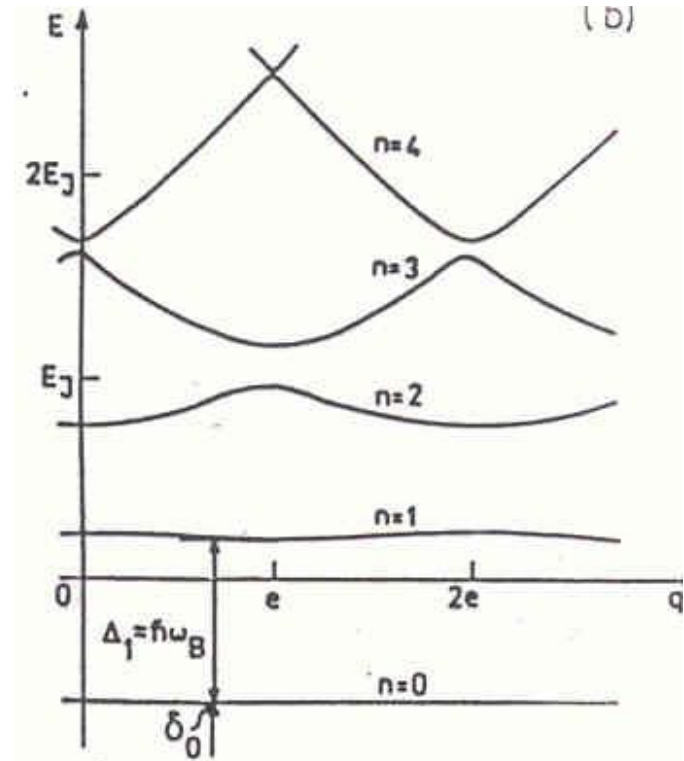
$s \ll 1$



Напряжение $V_0(q) \equiv \frac{dE_0}{dq}$

$$\text{Если } k_B T / E_0 \rightarrow 0, \quad I_0 < \frac{dE_0}{dq}, \quad V_t \equiv \max \frac{dE_0(q)}{dq} \approx \begin{cases} e/C, & s \ll 1 \\ \frac{\pi E_0}{2e}, & s \gg 1 \end{cases}$$

$s \gg 1$



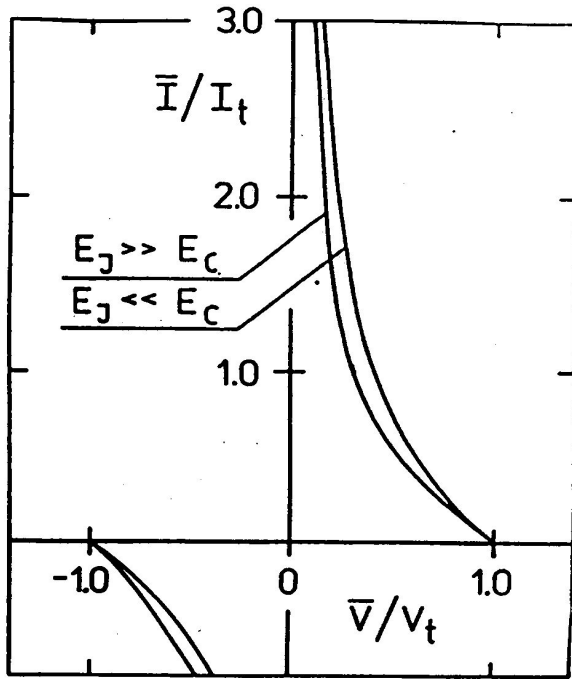
Уравнение имеет стационарное решение : $I_0 = 0, |V| < V_t$ - кулоновская блокада тунnelирования пар.
 Если $I_0 > I_t$, имеем движение q вдоль энергетической зоны $E_0(k)$. При этом наблюдаются осцилляции напряжения с частотой $f_B = I/2e$

Вместо решения уравнения (***) можно решать эквивалентное ему уравнение Ланжевеновского типа:

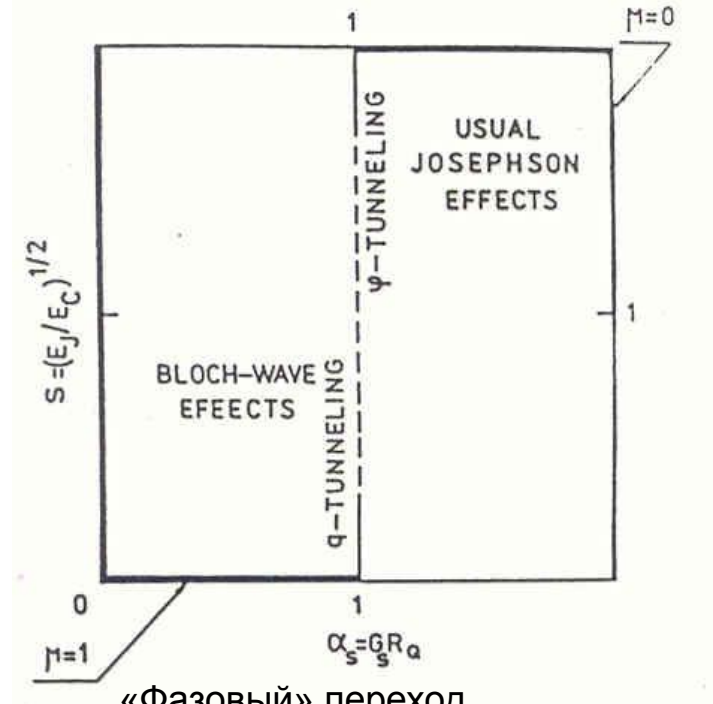
$$\dot{q} = I = I_0 - G_S V_0(q) + \tilde{I}_S(t), \quad \langle \tilde{I}_S(t) \rangle = 0, \quad \langle \tilde{I}_S(t_1) \tilde{I}_S(t_2) \rangle = 2D \cdot \delta(t_1 - t_2).$$

При $T \rightarrow 0$ это уравнение решается и находятся решения $q(t), V(t), \bar{V} = \bar{V}(\bar{I})$.

При этом наблюдаются осцилляции Q и V с частотой $f_B = \bar{I} / 2e$.



Вольт-амперная характеристика



«Фазовый» переход

(μ - нормированная подвижность фазы)

При $\alpha_s \rightarrow 0, \bar{I} \gg I_t$
и произвольном s ампл. осцилл.

$$V_B \approx \begin{cases} \frac{2}{\pi} V_t, & s \ll 1 \\ V_t, & s \gg 1 \end{cases}$$

$$\bar{V} = \frac{G_S V_t^2}{2\bar{I}}$$

Блоховские осцилляции могут быть описаны уравнением Ланжевена, в то время как одноэлектронные (SET) осцилляции - только статистически (Ср.: конденсат пар и разрозненный ансамбль электронов). Блоховские осцилляции – дважды упорядоченный процесс (!)

Определенность заряда при блоховских осцилляциях ведет к полной неопределенности джозефсоновской фазы ϕ . При сильном демпфировании, когда $\alpha_s \equiv G_s R_Q \gg 1$, определенной становится фаза, а заряд – неопределенным, и тогда приходим к джозефсоновским осцилляциям напряжения с частотой $f_J = \bar{V} / \Phi_0$

$$Q \leftrightarrow \Phi, \quad 2e \leftrightarrow \Phi_0, \quad I \leftrightarrow V$$

Дуальность эффектов:

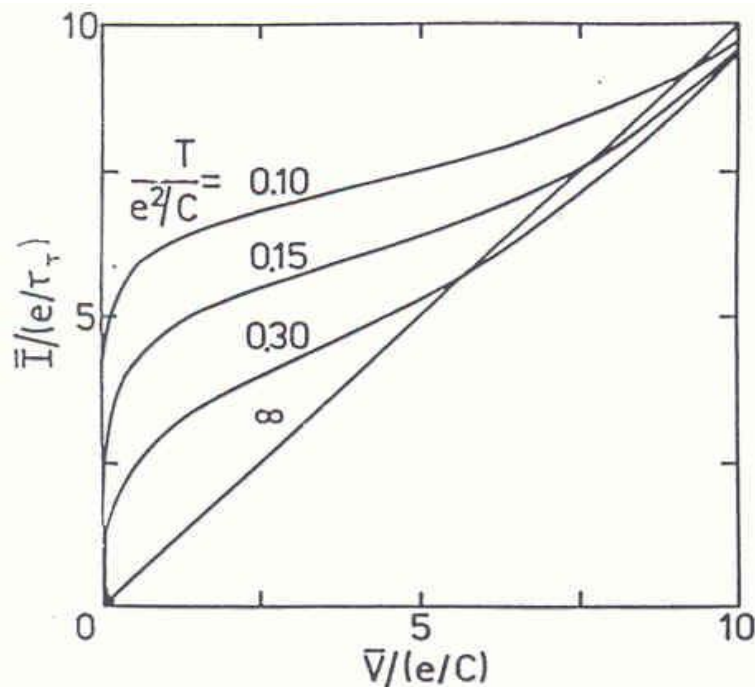
$$L \leftrightarrow C, \quad G_s \leftrightarrow G_s^{-1}, \quad \Rightarrow \quad \alpha_s \equiv G_s R_Q \leftrightarrow \alpha_s^{-1} \equiv 1 / G_s R_Q$$

Используя дуализм, можно предсказать и описать поправки, обусловленные вторичными макроскопическими квантовыми эффектами, в частности, макроскопическим квантовым туннелированием (МКТ) при $V < V_t$ через энерг. барьер между соседними минимумами нижней энергетической зоны:

$$\Gamma = (2G_s / \hbar)^{1/2} \frac{(V_t^*)^2 - V^2}{V_t^*} \left(V / V_t^* \right)^{1/\alpha - 1},$$

$$V_t^* = V_t \left(1 + \alpha_s \ln \left(\frac{G_s L}{e} (V_t^2 - V^2)^{1/2} \right) \right)$$

«Однозонная» аппроксимация становится несправедливой при увеличении тока из-за перехода системы на верхние уровни (зоны) энергии, что происходит под воздействием термических флуктуаций и вследствие зенеровского (Zener) туннелирования.



Сосуществование одноэлектронных и блоховский осцилляций

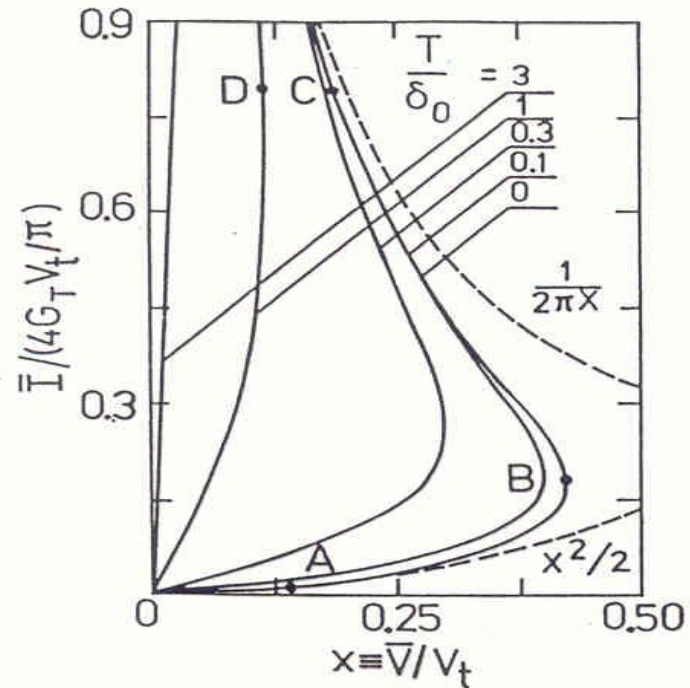
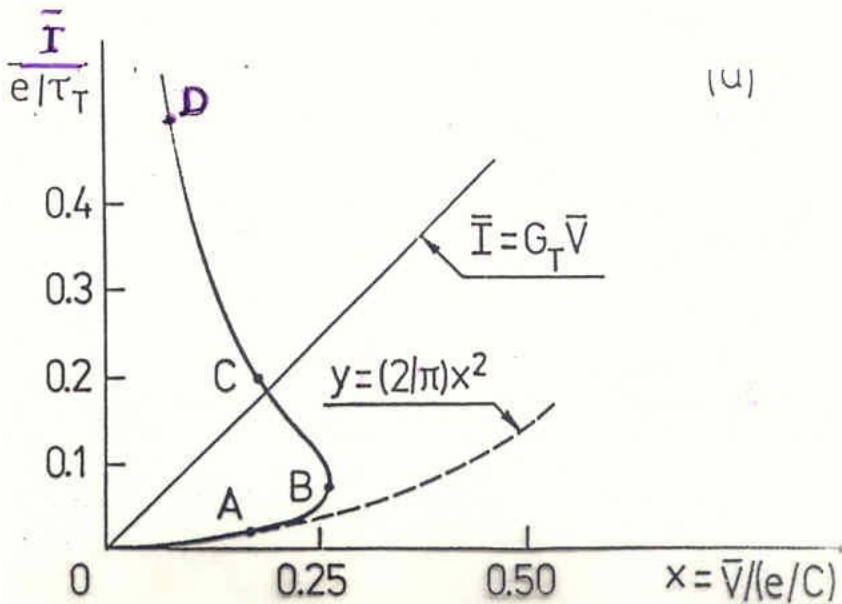
Решение основного уравнения (master equation) при учете в гамильтониане члена, отвечающего за туннелирование квазичастиц (даже очень малого) и применении граничных условия $\sigma(-e, t) = \sigma(+e, t)$ приводит при задании начального условия $\sigma(Q, 0) = \delta(Q)$ к установлению за время $\Delta t \sim R_T C$ решения в виде двух пакетов:

$$\sigma(Q, t) = \frac{1}{2} \left\{ \delta(Q - Q_0(t)) + \delta(Q - Q_0(t) - e \cdot \text{sign}(Q_0(t))) \right\}, \quad \dot{Q}_0(t) = I$$

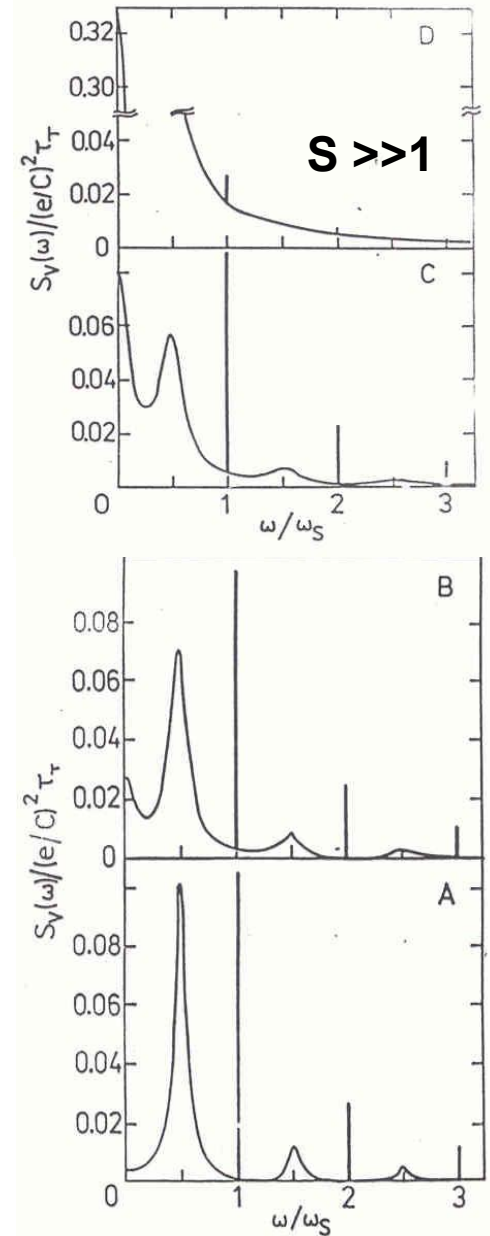
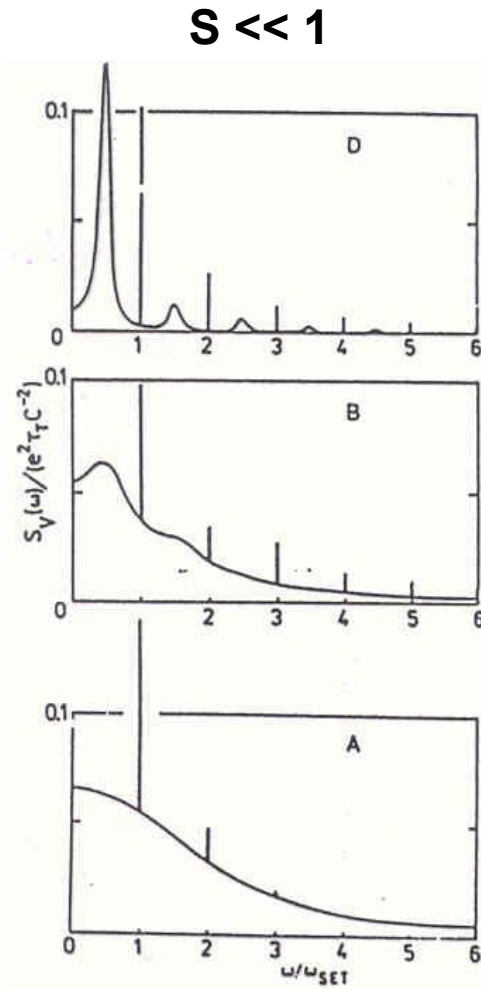
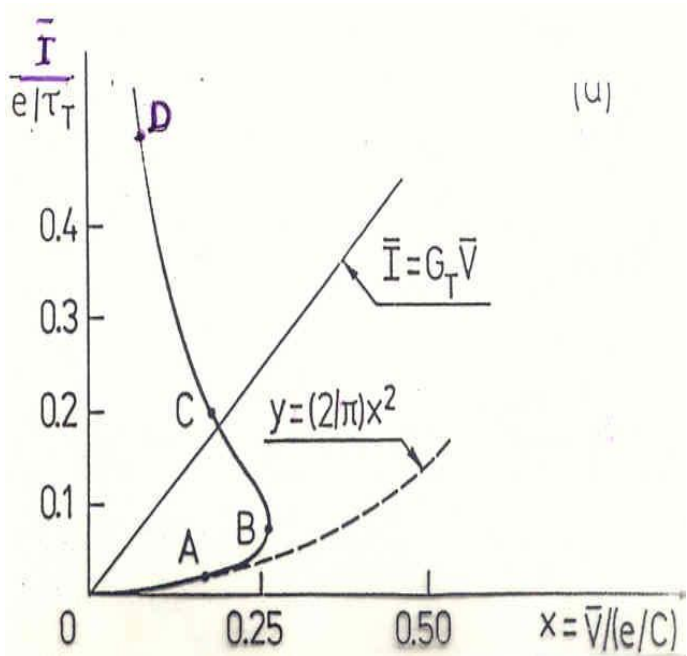
или

$$\sigma(Q, t) = \frac{1}{2} \left\{ g(Q - Q_0(t)) + g(Q - Q_0(t) - e \cdot \text{sign}(Q_0(t))) \right\}, \quad \dot{Q}_0(t) = I$$

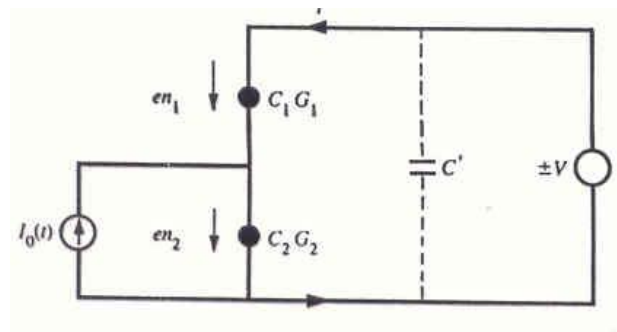
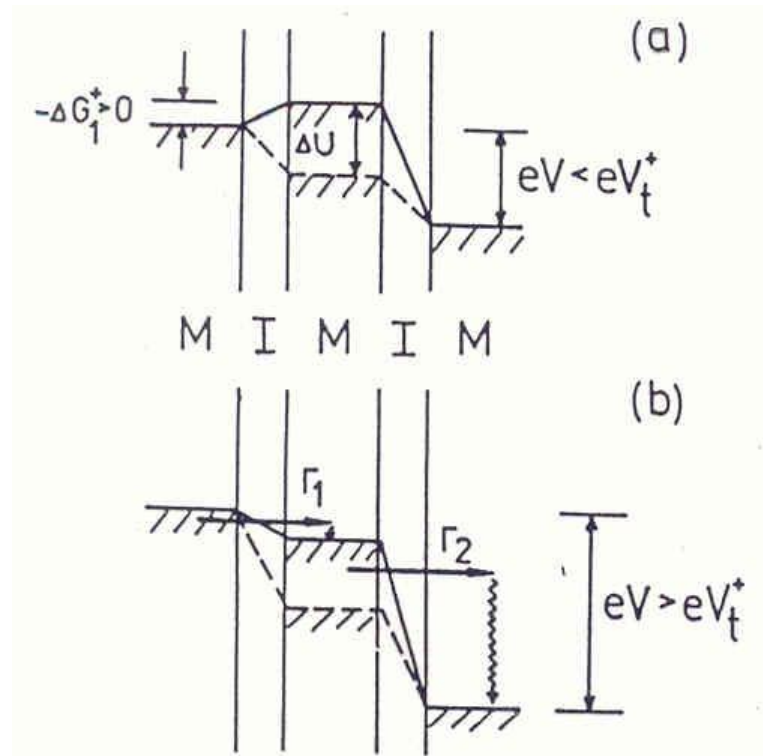
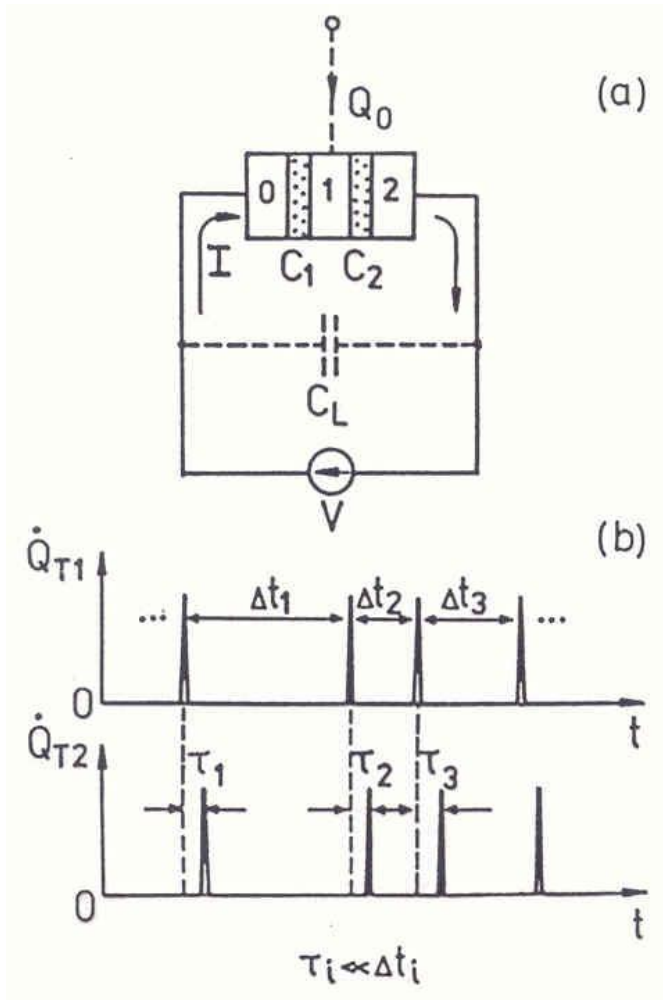
Это дает период SET осцилляций с частотой I/e (!)



Спектр осцилляций



Одноэлектронный транзистор (SET transistor)



Одноэлектронный транзистор. Вольт-амперная характеристика

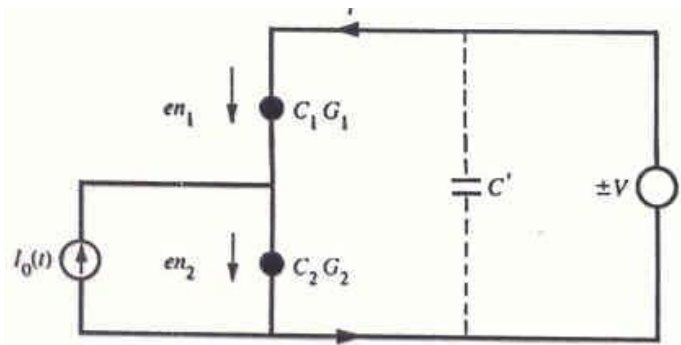
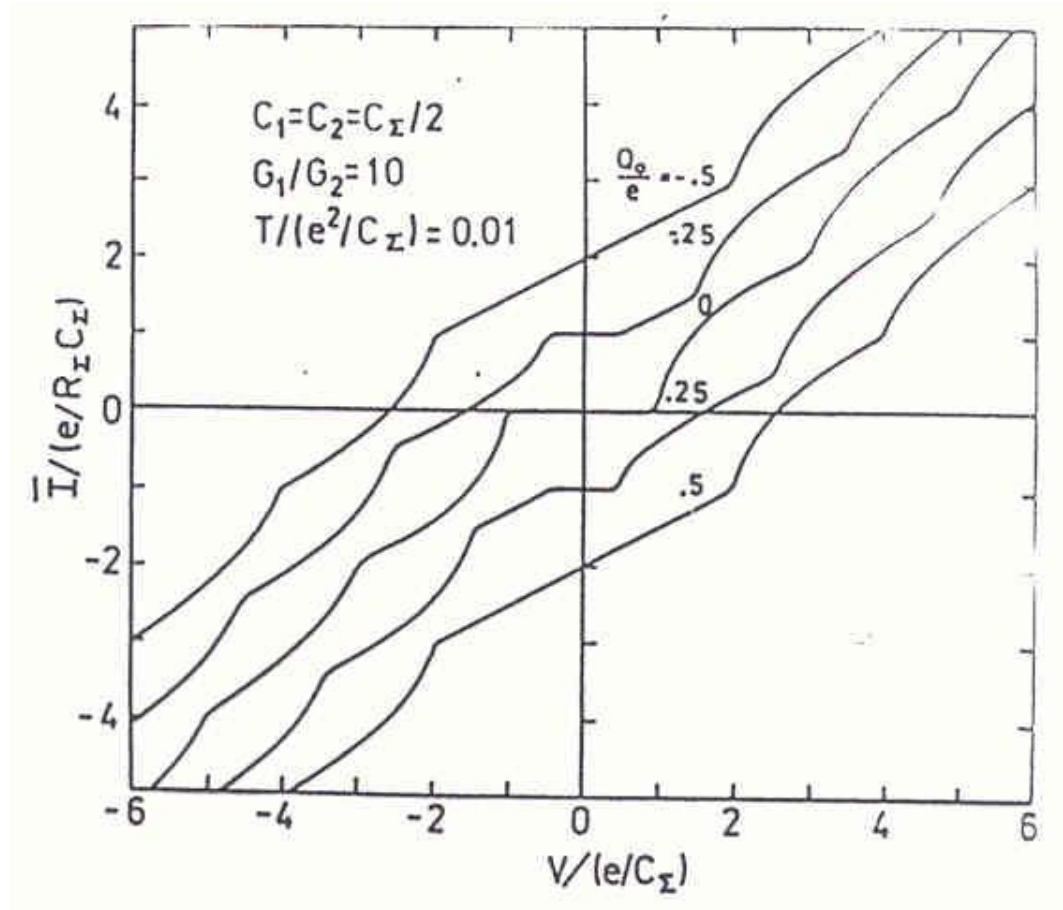
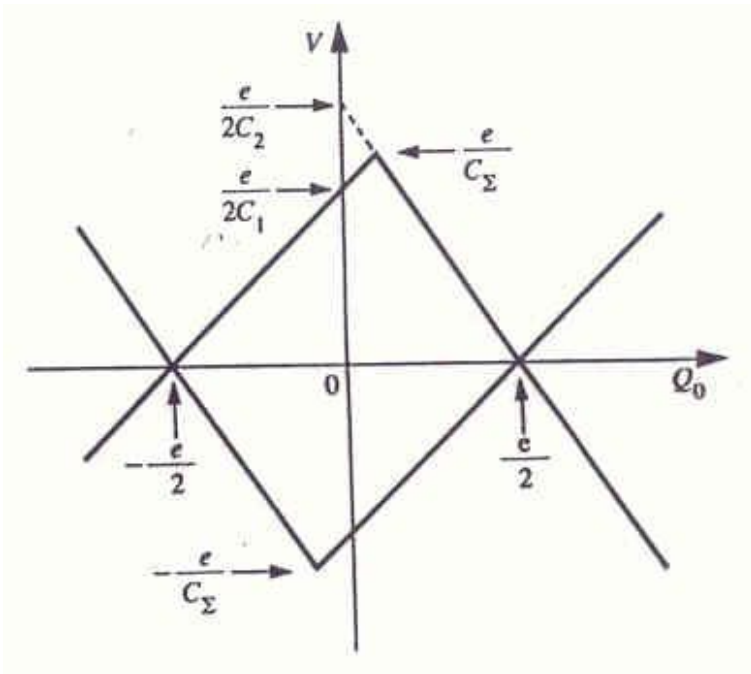
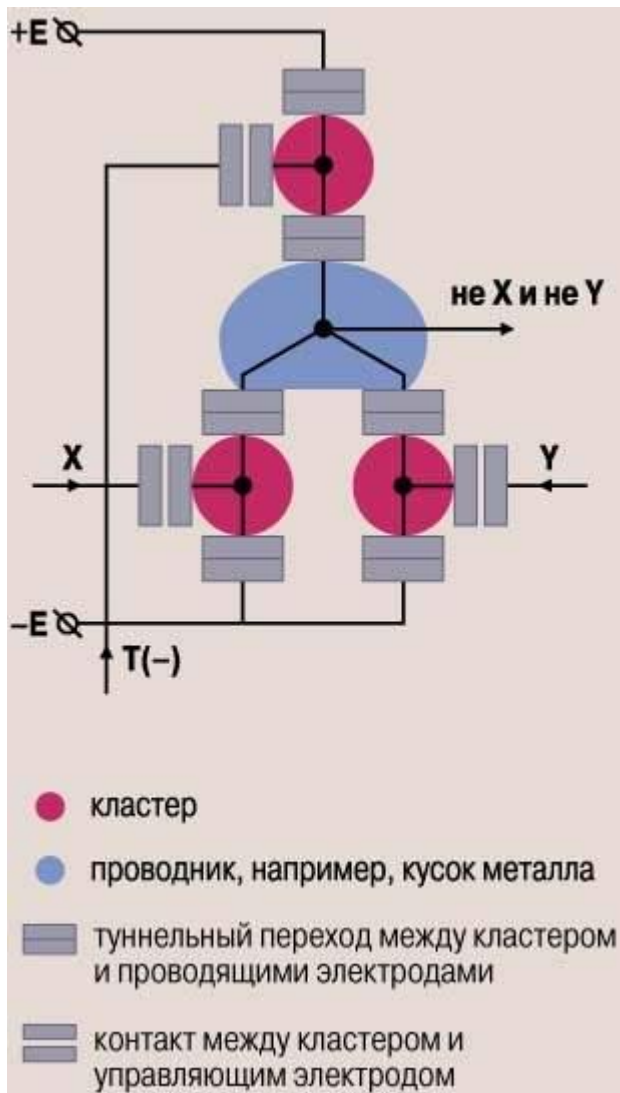
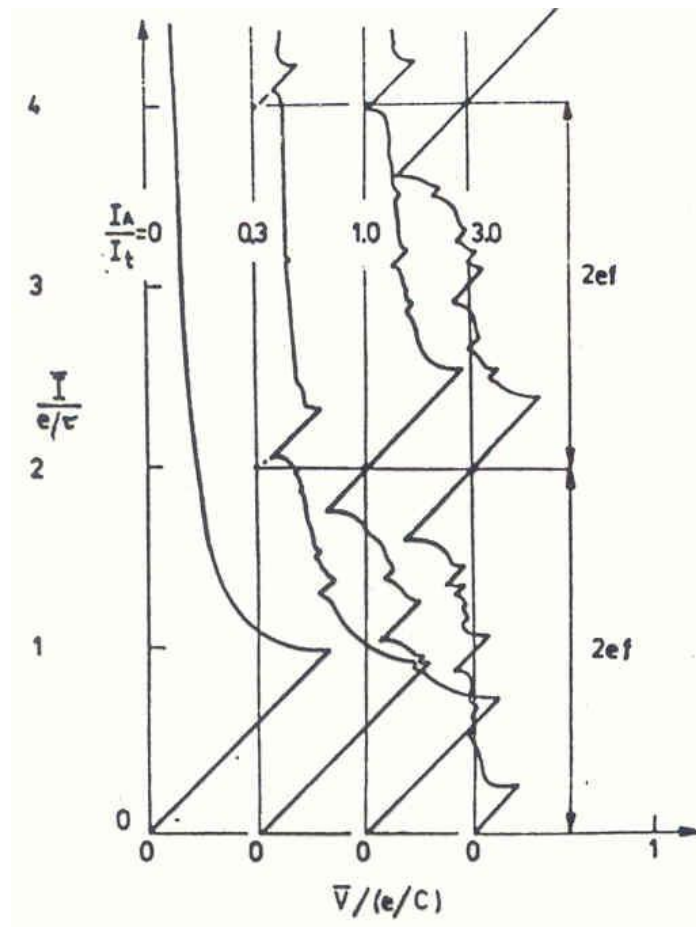
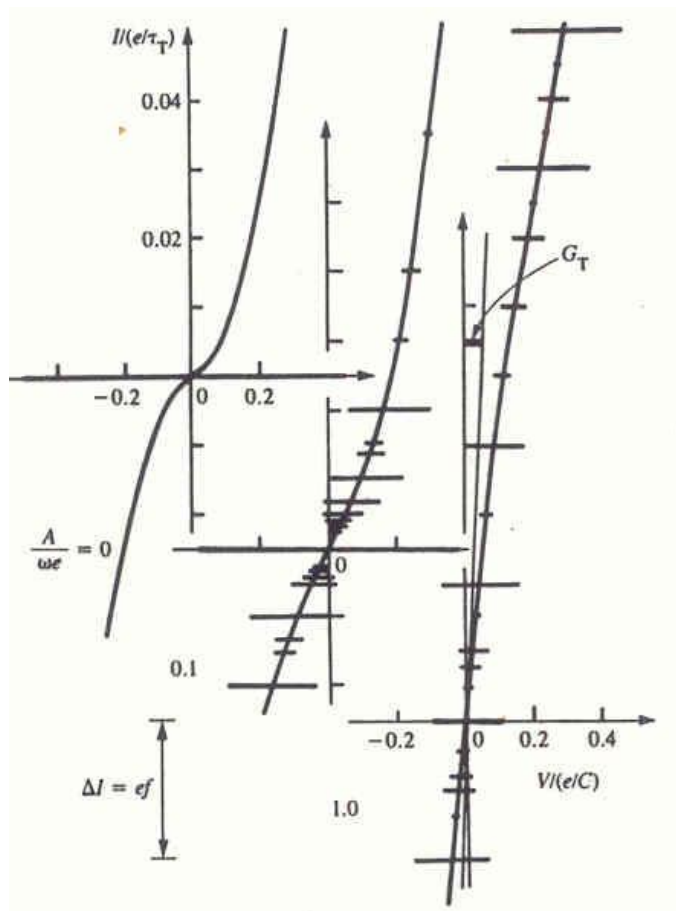


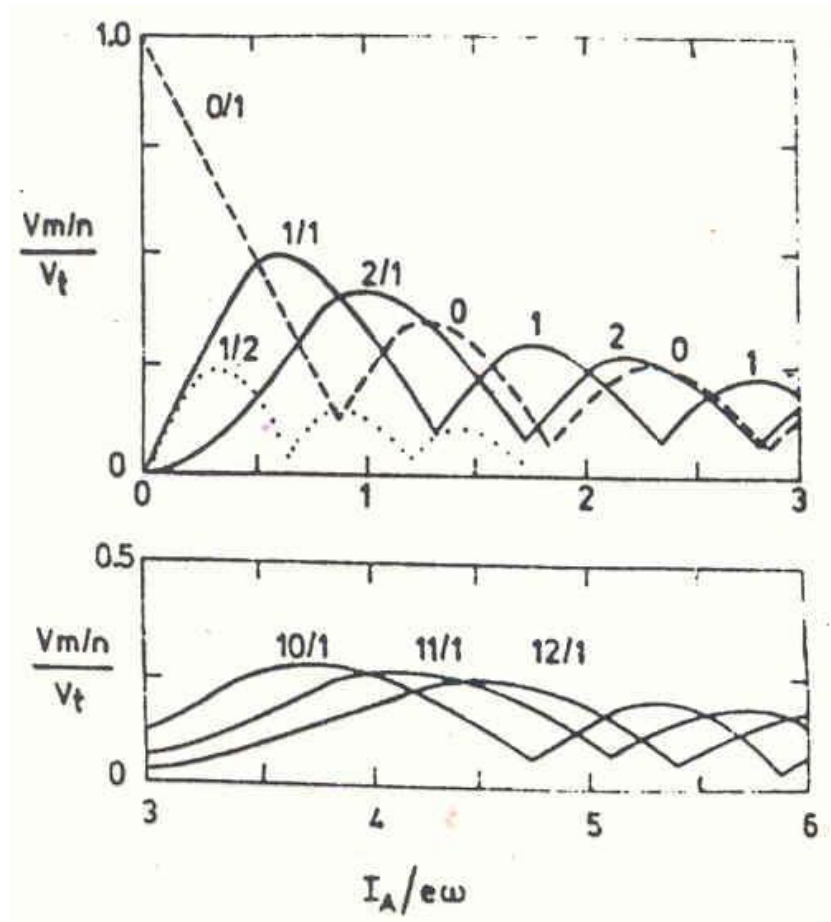
Схема логического элемента «Не-И»



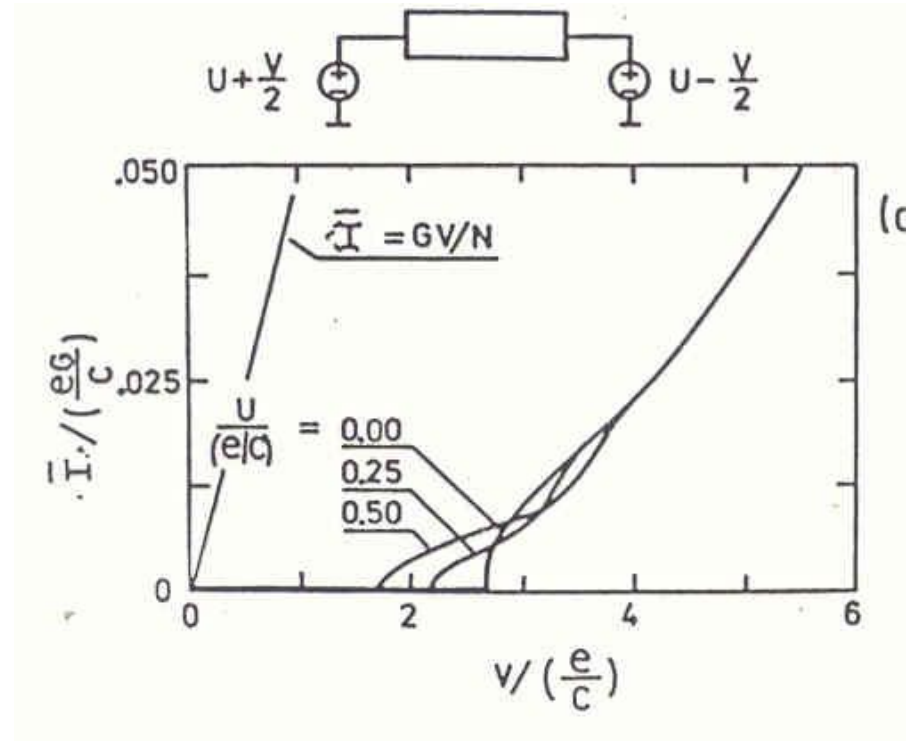
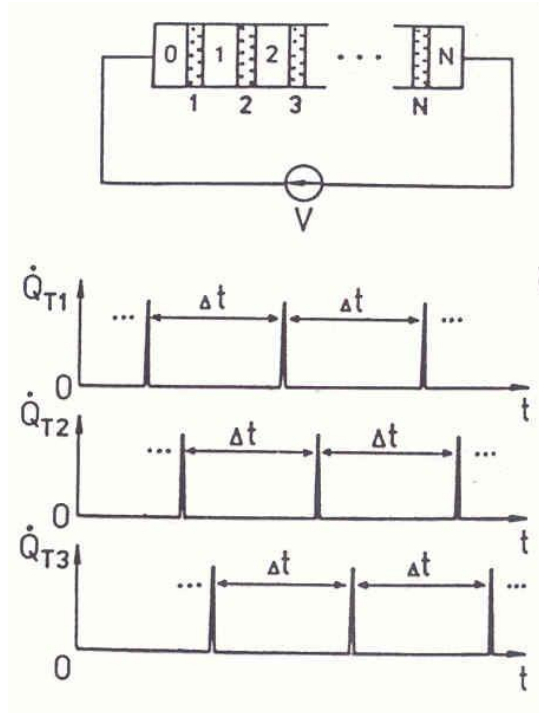
Синхронизация одноэлектронных и блоховских колебаний



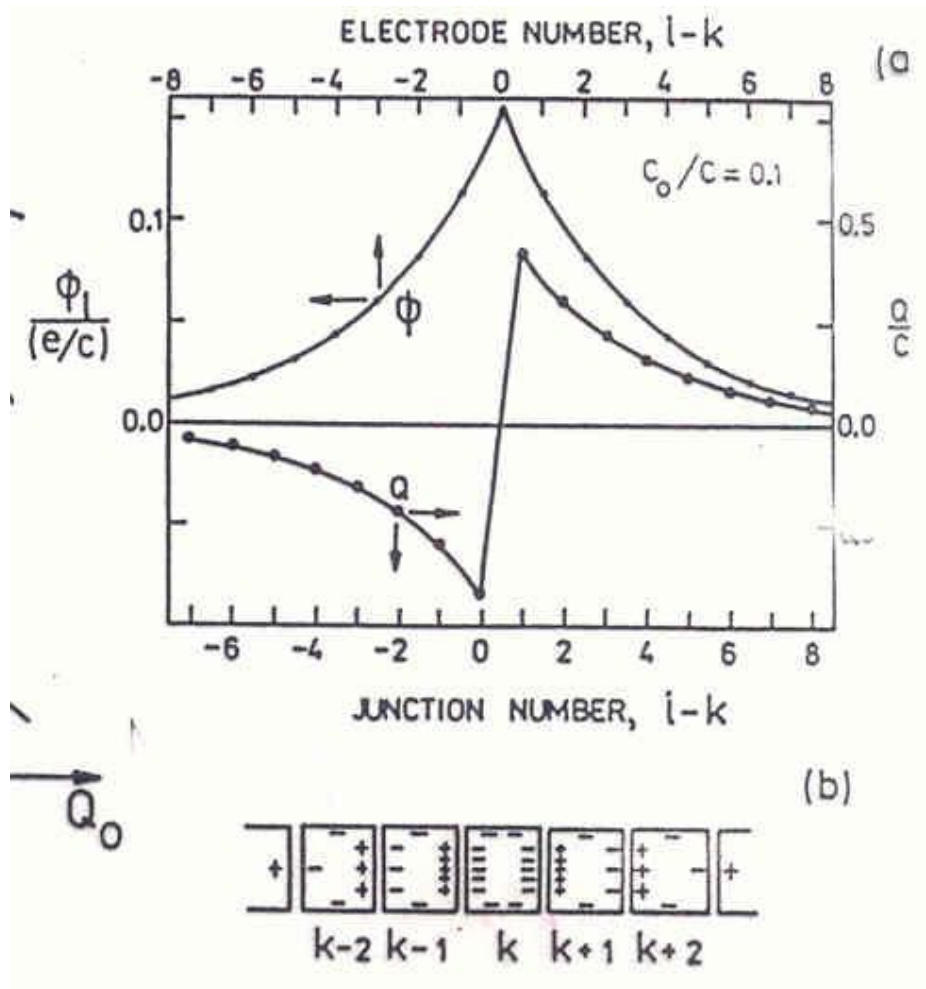
Зависимость высоты ступенек от амплитуды высокочастотного тока



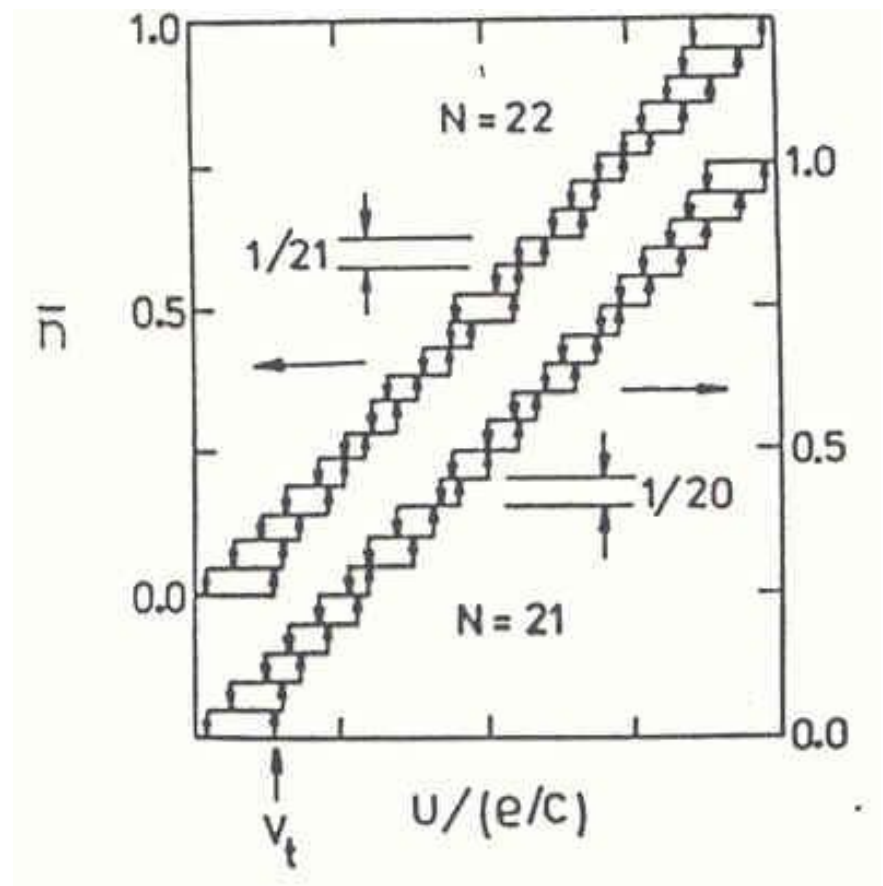
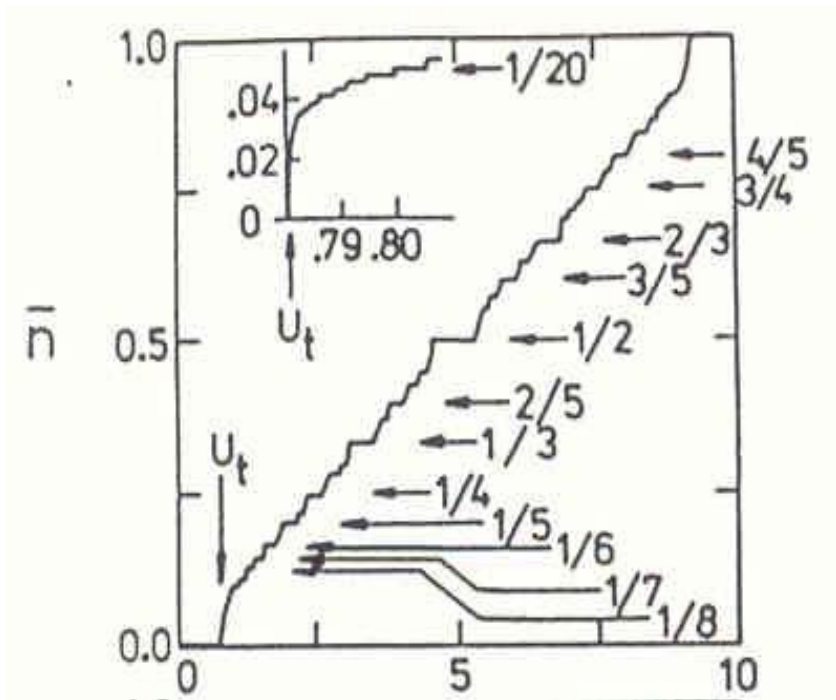
Цепочка SET переходов



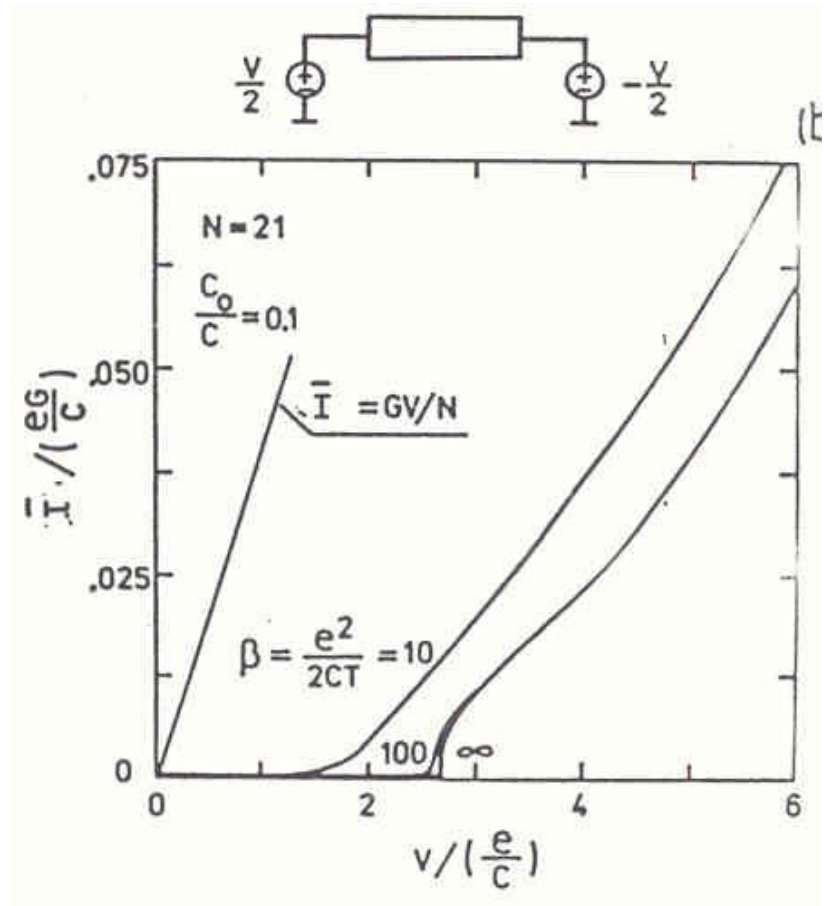
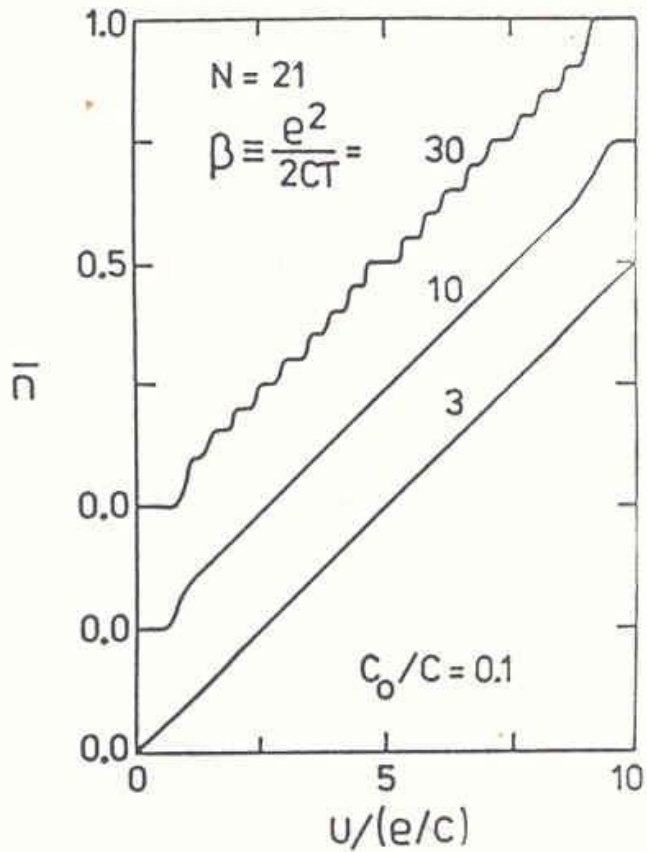
Солитонные состояния



Солитонные состояния

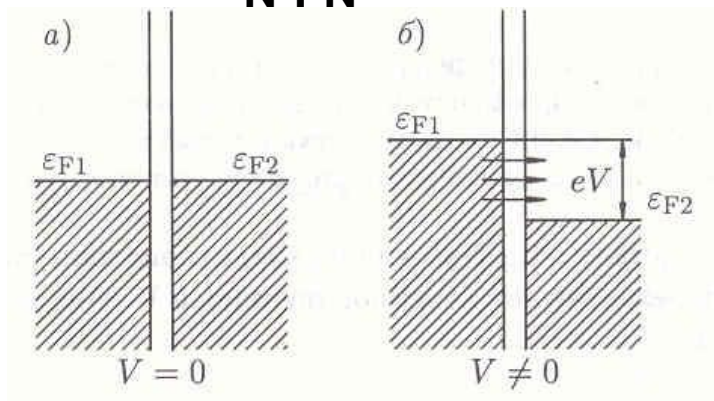


Влияние температуры

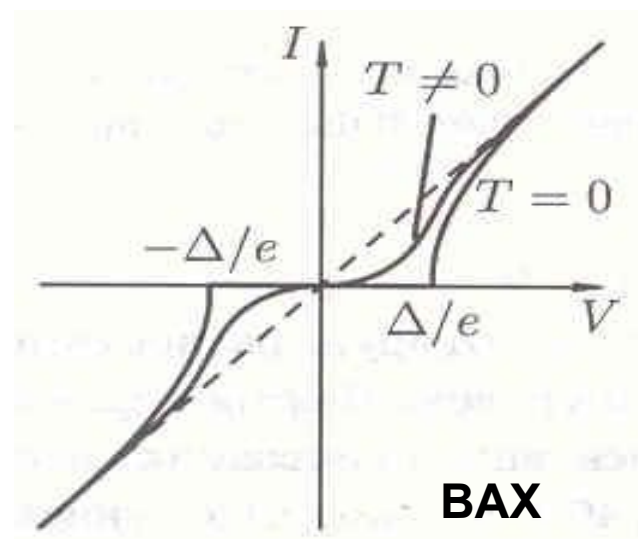
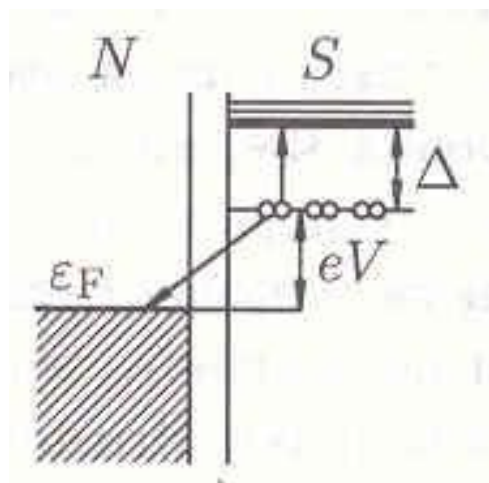
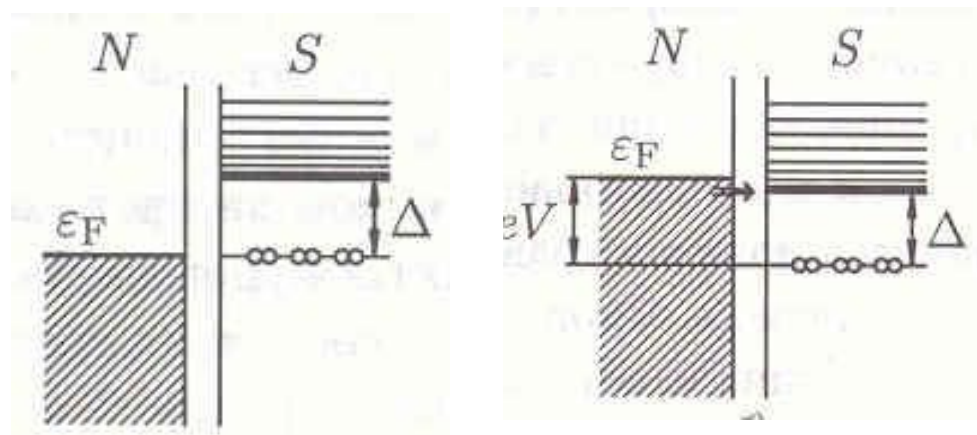


Туннельный ток через NIS и структуру

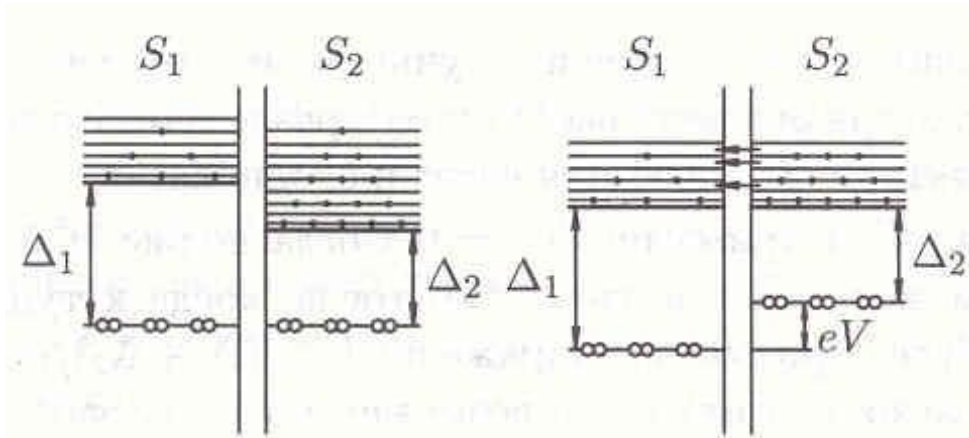
N-I-N



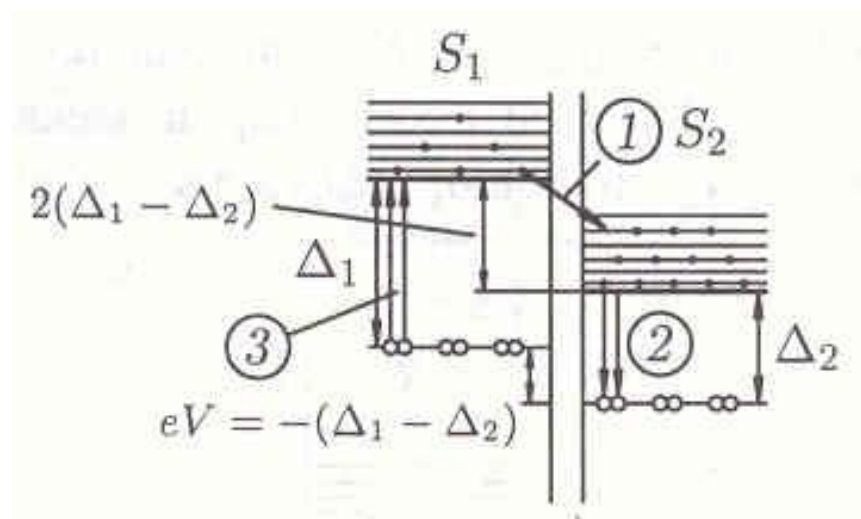
N-I-S



Туннельный ток через SIS и структуру при $T > 0$

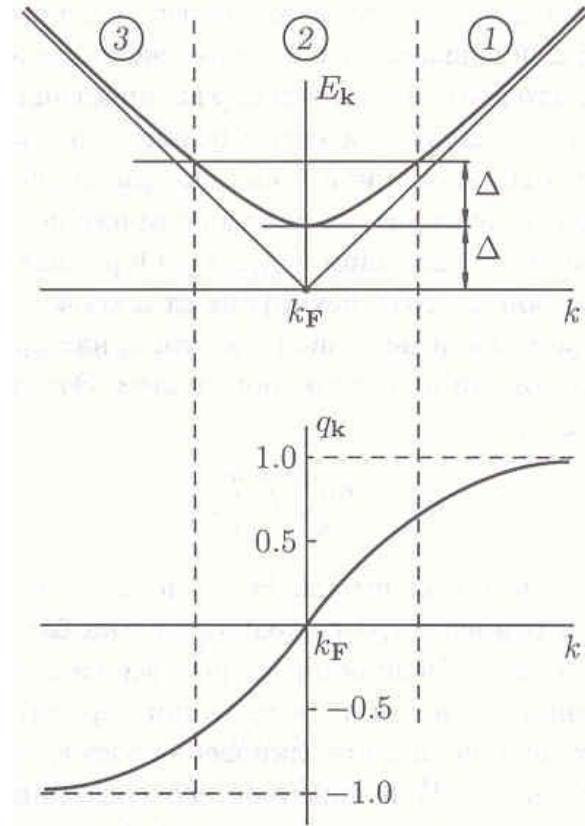
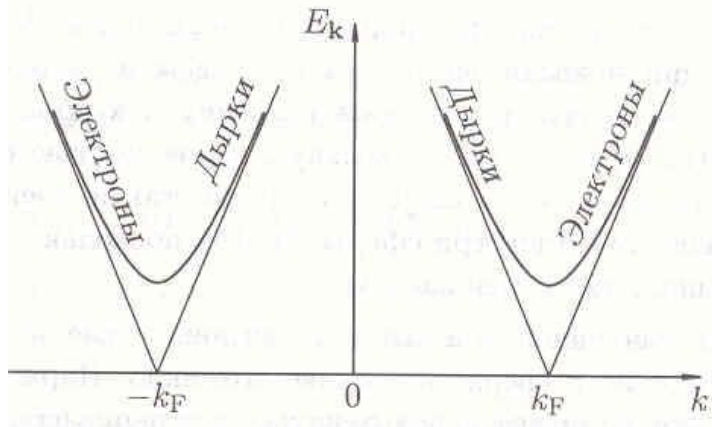
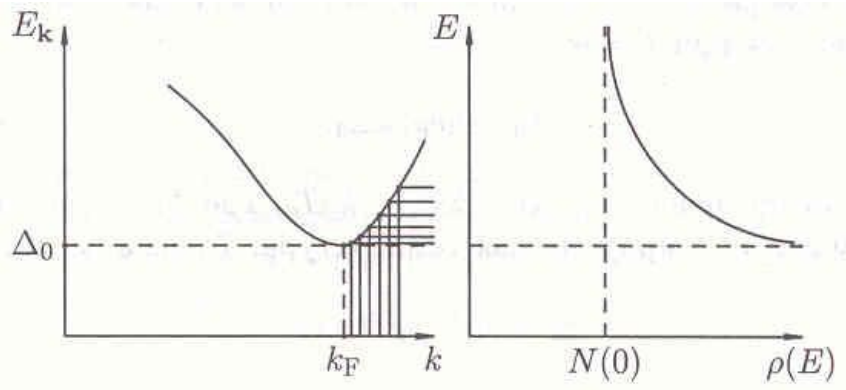


$$eV = \Delta_1 - \Delta_2$$

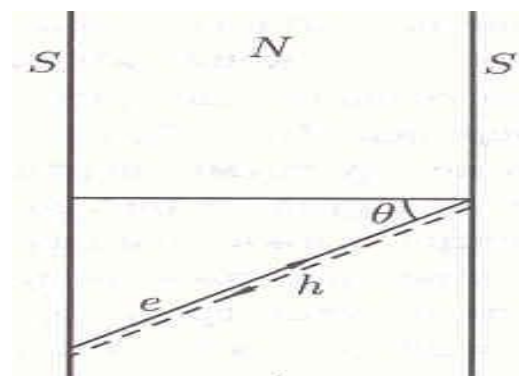
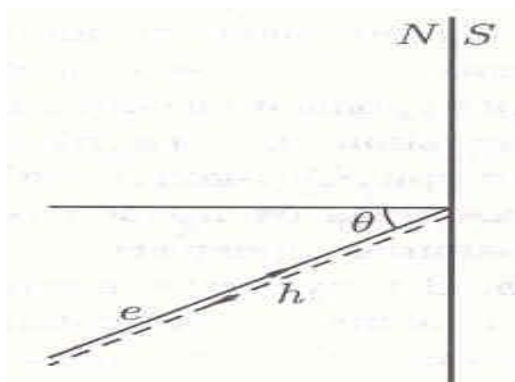
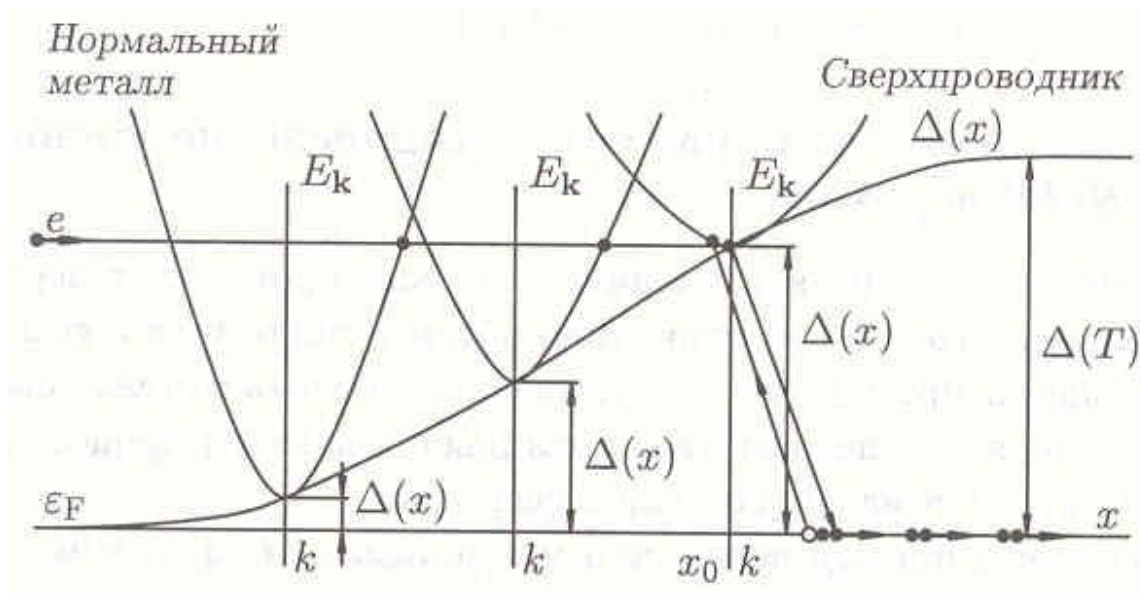


$$eV = -(\Delta_1 - \Delta_2)$$

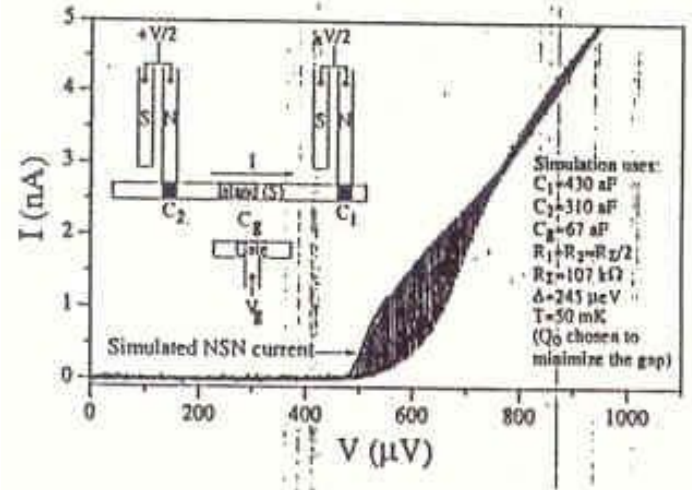
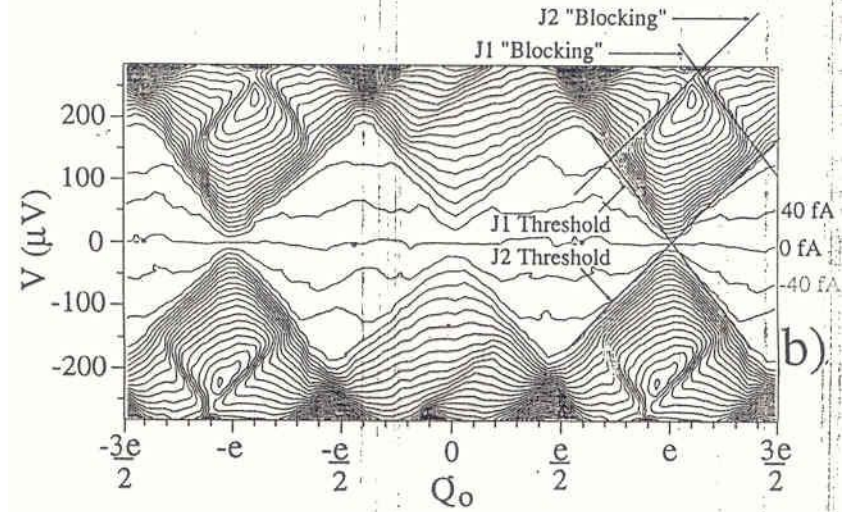
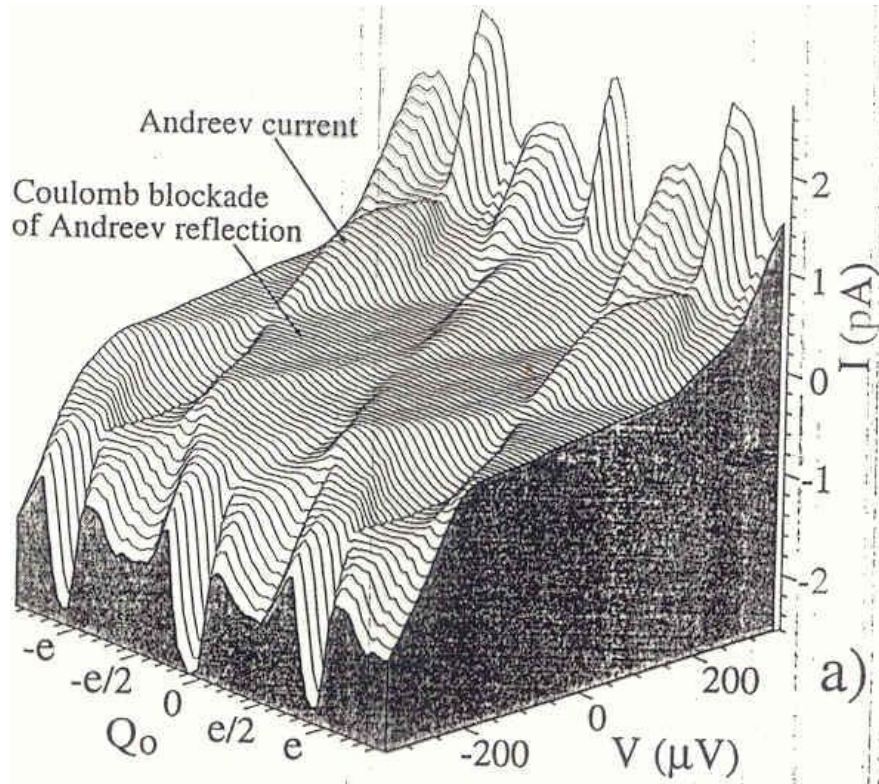
Энергетический спектр сверхпроводника. Электроны и дырки.



Андреевское отражение на NS границе



Кулоновская блокада андреевского отражения в NSN транзисторе



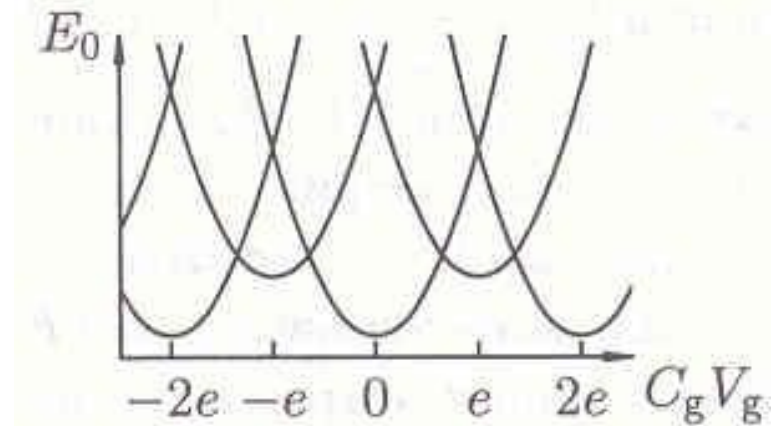
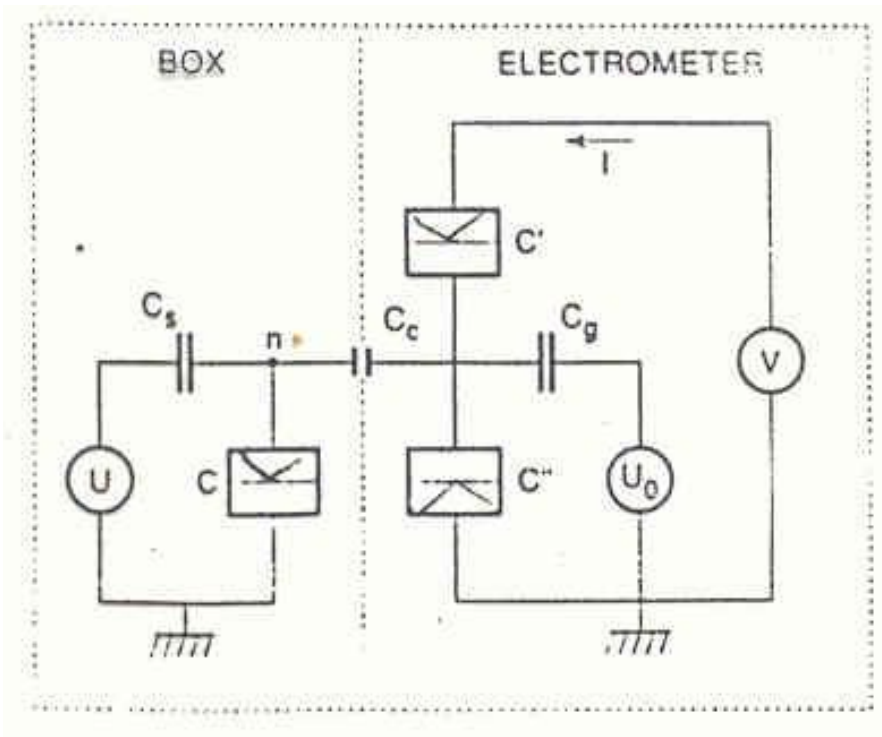
Эффект четности в сверхпроводниках

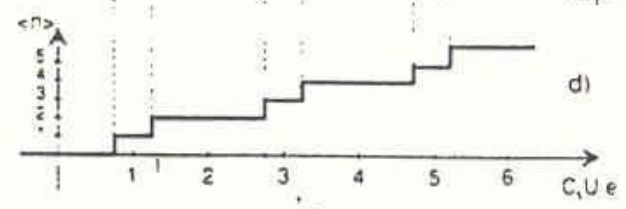
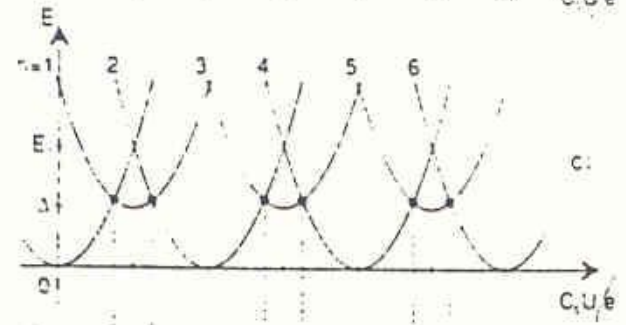
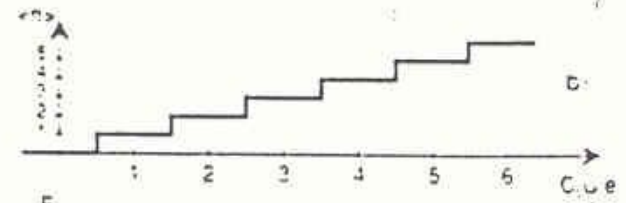
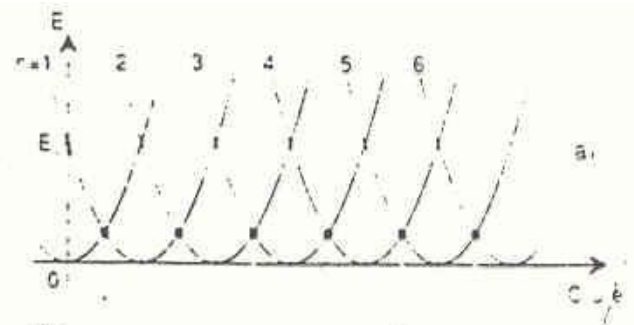
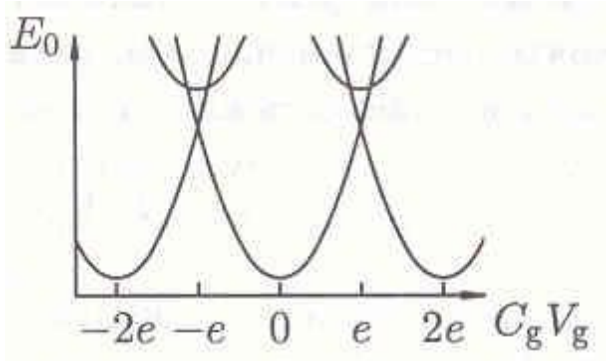
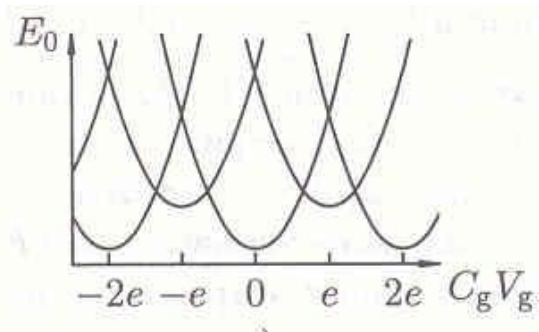
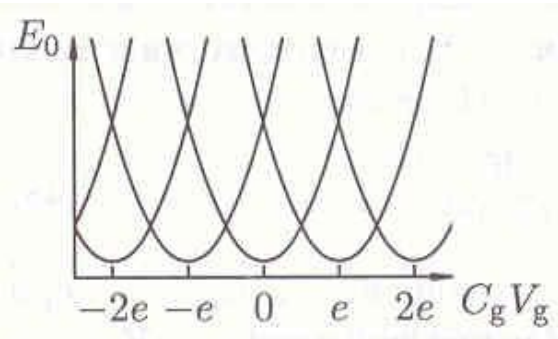
Для транзистора со сверхпроводящим островом

$$G = F - Q_L V_L - Q_R V_R$$

$$G(n, m) = \frac{(Q_0 - en)^2}{2C_\Sigma} - \left(m + n \frac{(C_2 - C_1)}{C_\Sigma} \right) \frac{eV}{2} + p_n F_0(T),$$

$$n = n_1 - n_2, \quad m = n_1 + n_2 \quad F_0(T) \cong \Delta - K_B T \cdot \ln(N_{eff}) \quad \begin{array}{l} p_n = 0 \text{ для четного,} \\ = 1 \text{ для нечетного числа } n \end{array}$$





- **Классические вычисления**

классические алгоритмы;
классические биты («0» и «1»)

Полупроводниковая
элементная база

«Закон» Мура (элементы микросхем уменьшаются вдвое каждые полтора года) и перспективы использования эффективных квантовых алгоритмов

- **Квантовые вычисления**



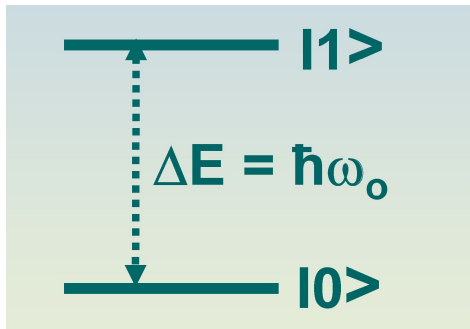
квантовые алгоритмы;
принцип суперпозиции и квантовый параллелизм;
квантовые биты – кубиты (суперпозиция «0» и «1»)

Регистр из L кубитов может хранить до 2^L чисел.

Квантовый компьютер - физическое устройство, выполняющее логические операции над квантовыми состояниями путем унитарных преобразований, не нарушающих квантовые суперпозиции в процессе вычислений.

Необходима новая элементная база для создания базовых ячеек квантового компьютера – кубитов.

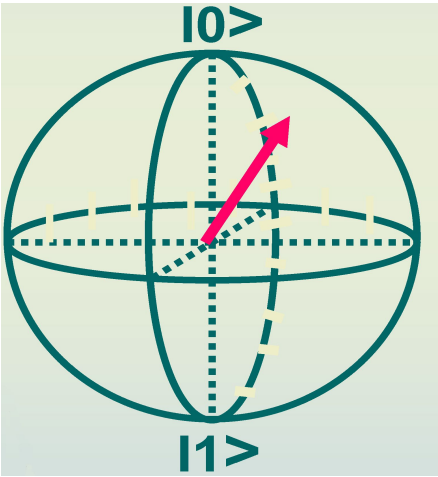
КУБИТ – Квантовый Бит



$$\Psi = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$$

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

$$\alpha = \cos \theta \quad \beta = e^{i\phi} \sin \theta$$



Операции над кубитами

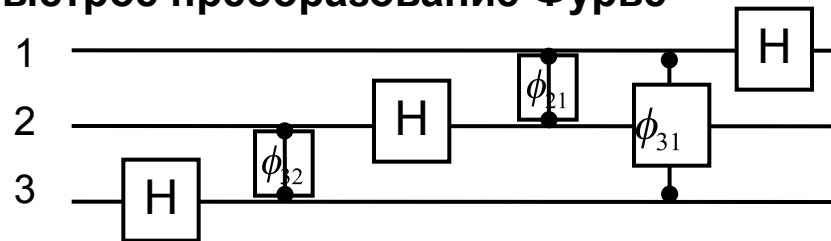
Не $NOT = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$

Операция Адамара $H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$

Сдвиг фазы $\phi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix}$

Квантовые алгоритмы

Быстрое преобразование Фурье



Алгоритм Шора для факторизации больших чисел – квантовая криптография.

На невозможности эффективного разложения на простые множители чисел строится вся современная защита важной информации

Алгоритм Гровера – поиск в больших неупорядоченных базах данных

Виды кубитов

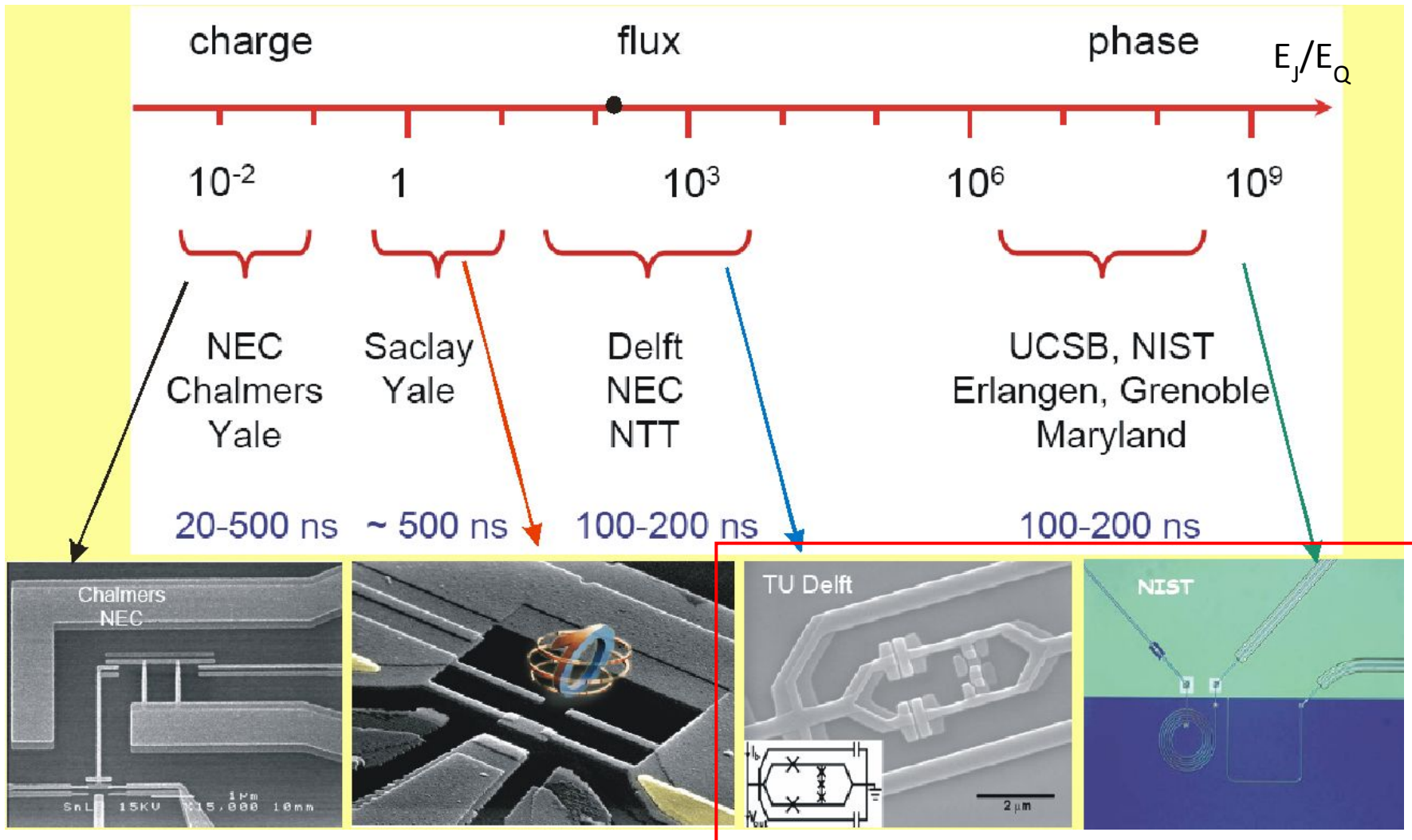
Принципы устройства кубитов	Масштабируемость	Технологичность	Время декогерентизации
Оптические кубиты на перепутанных фотонах	Отсутствует	Очень низкая	10-100 мс
Кубиты на охлажденных ионах в ловушке	Средняя	Низкая	≈1 мс
Кубиты на основе ядерного магнитного резонанса	Низкая	Низкая	1-10 мс
Сверхпроводящие кубиты	Высокая	Очень высокая	<u>~ 0.4 мс</u>

Время декогерентизации – время, за которое взаимодействие с окружением разрушает когерентное состояние кубита.

Отношение времени декогерентизации к характерному времени осуществления операции (**добротность Q**) определяет возможное количество операций над кубитом.

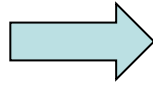
Необходимо, чтобы $Q > 10^3$

Types of Josephson qubits

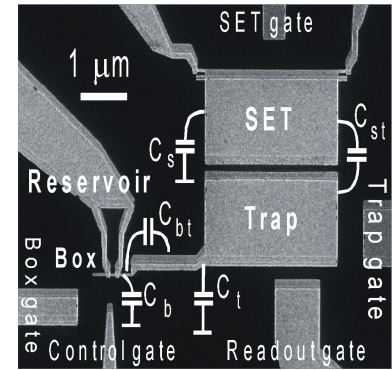
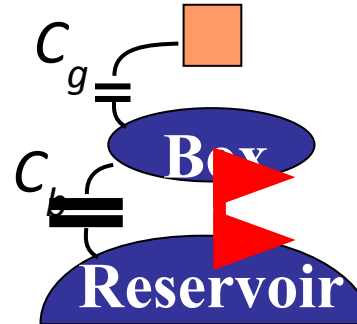


Types of Josephson qubits

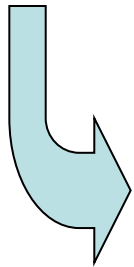
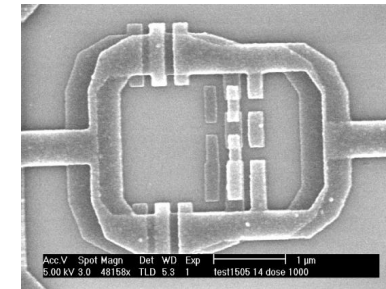
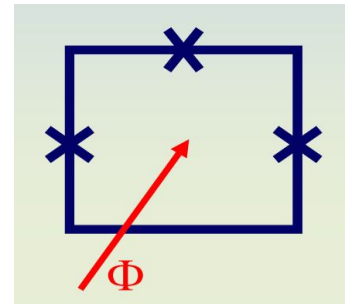
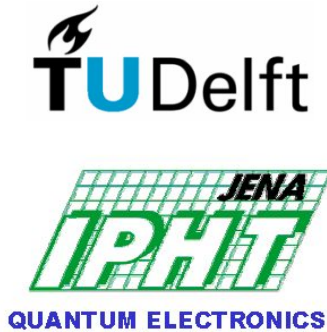
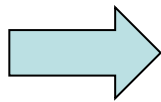
I. Charge qubits
($E_Q \gg E_J$)



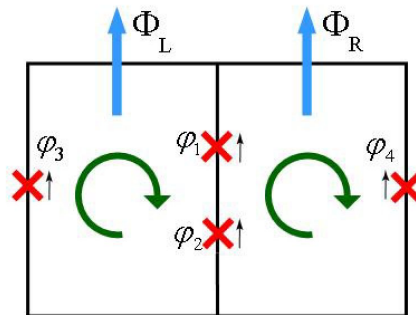
NEC Fundamental
Research Laboratories



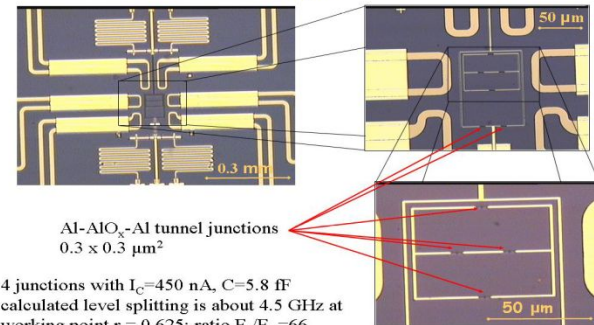
II. Flux qubits
($E_Q \ll E_J$)



Universität
Erlangen-N
urnberg



Sample



Al-AlO_x-Al tunnel junctions
0.3 x 0.3 μm²

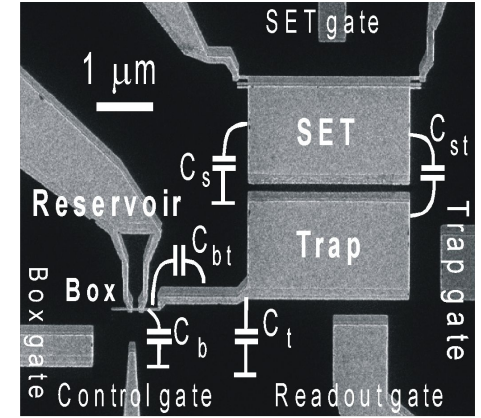
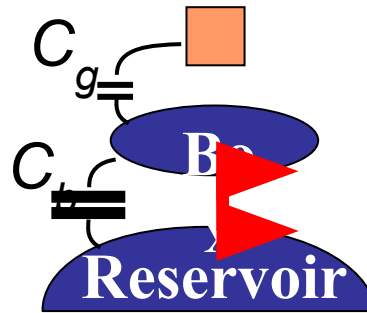
4 junctions with $I_c=450$ nA, $C=5.8$ fF
calculated level splitting is about 4.5 GHz at
working point $r = 0.625$; ratio $E_J/E_C=66$

Виды сверхпроводящих кубитов

I. Зарядовые ($E_Q \gg E_J$)

NEC Fundamental Research Laboratories

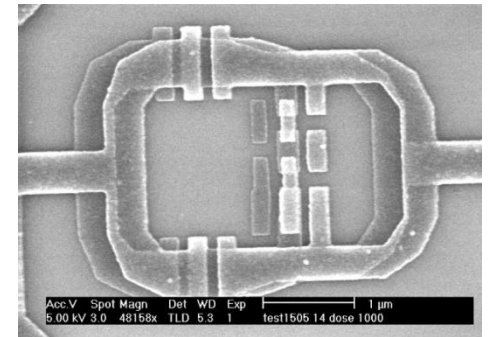
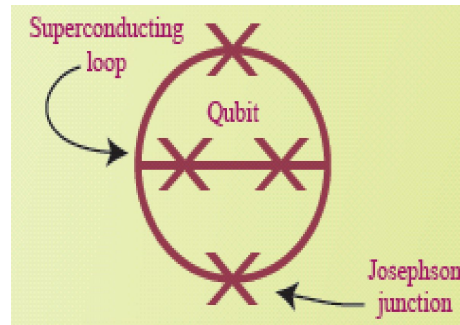
Stony Brook



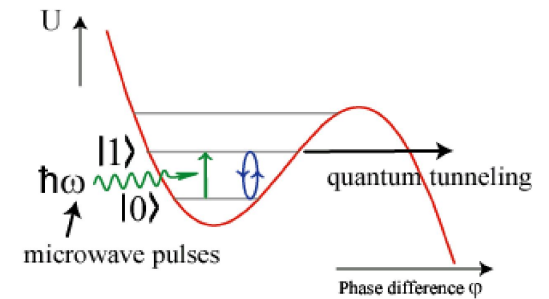
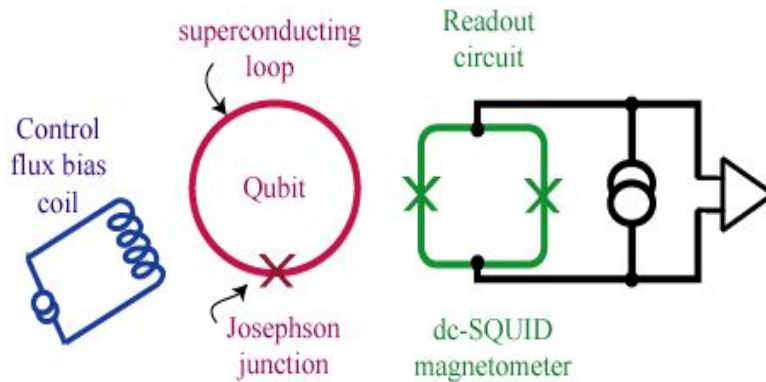
II. Фазовые ($E_Q \ll E_J$)

TU Delft

JENA
IPHT
QUANTUM ELECTRONICS



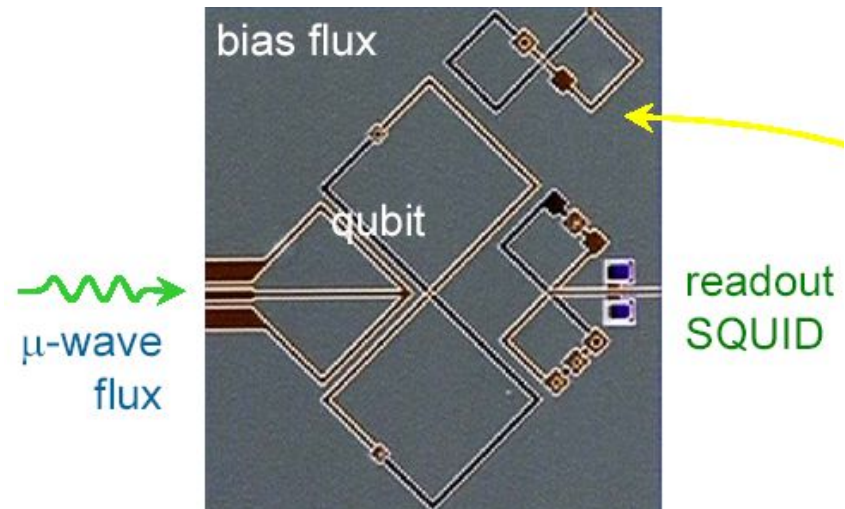
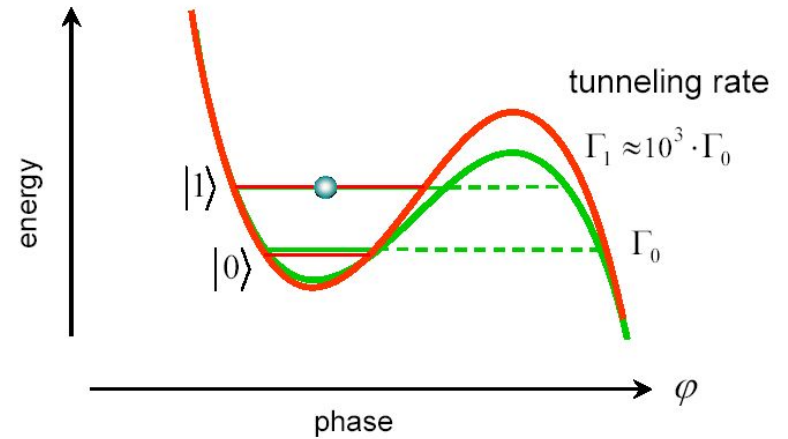
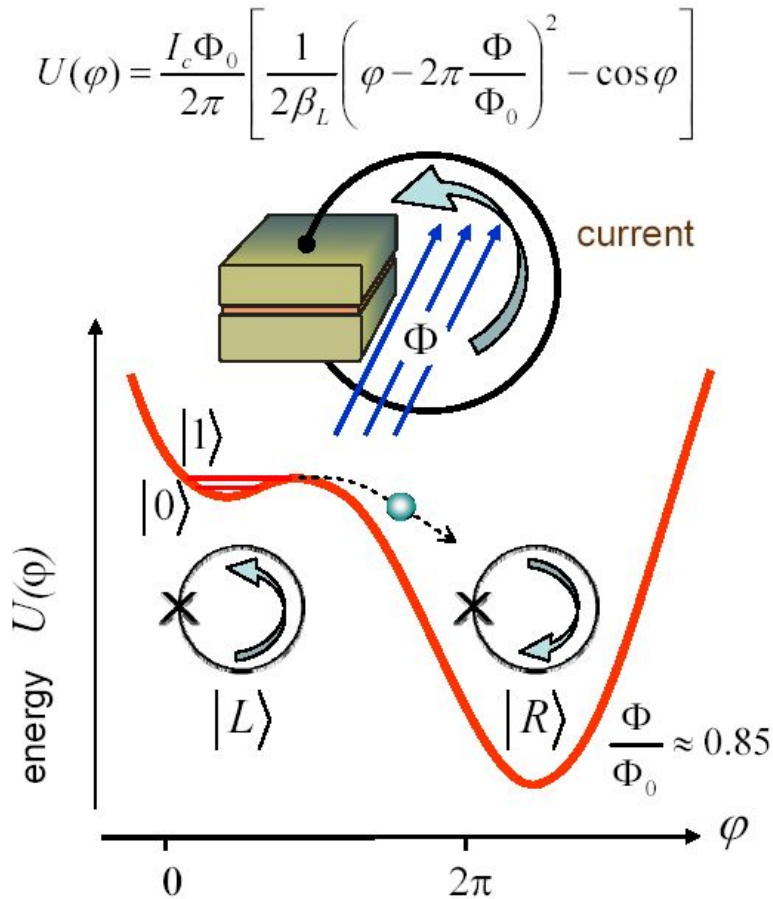
Потоковые



Phase qubit

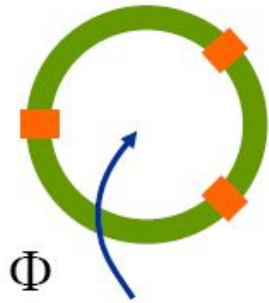
J. M. Martinis et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 117901 (2002)

R. McDermott et al., *Science* **307**, 1299 (2005)



Flux qubit

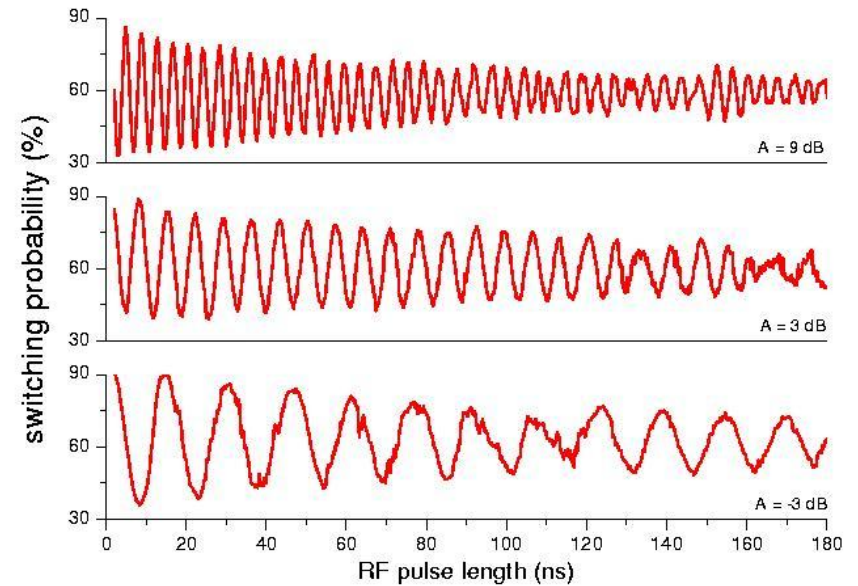
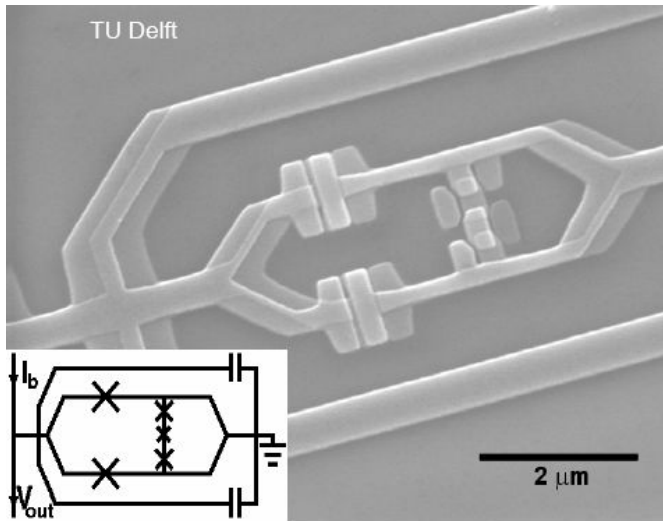
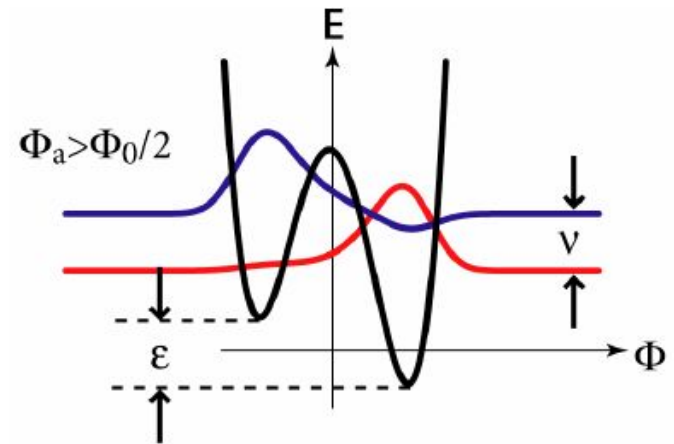
J.E. Mooij *et al.*, *Science* **285**, 1036 (1999)
 C.H. van der Wal *et al.*, *Science* **290**, 773 (2000)



Degeneracy point at

$$\Phi = \Phi_0 / 2$$

$$v = \sqrt{\Delta^2 + \epsilon^2} = 2I_q(\Phi_q - \Phi_0/2)$$

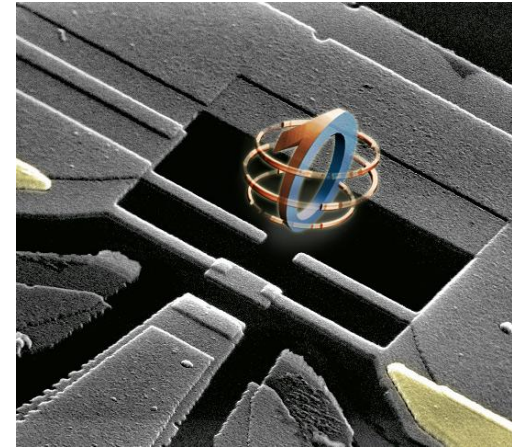


Rabi oscillations

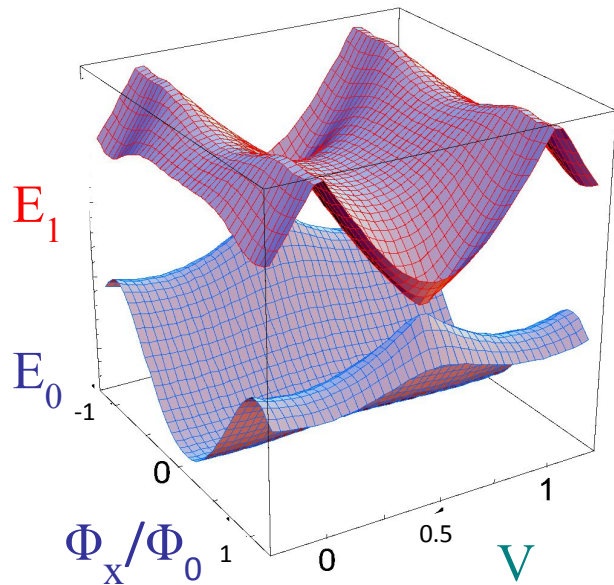
Charge-phase qubit

$$E_C \approx E_J$$

$$H = -\frac{1}{2} E_{\text{ch}}(V_g) \sigma_z - \frac{1}{2} E_J(\Phi_x) \sigma_x$$



Qantronium (Saclay)



Operation at optimal point (saddle)

- minimizes noise effects
- voltage fluctuations couple transversely
- flux fluctuations couple quadratically

$$H = -\frac{1}{2} E_J(\Phi_{x0}) \sigma_x - \frac{1}{2} \left. \frac{\partial E_{\text{ch}}}{\partial V_g} \right|_{V_{\text{go}}} \delta V_g \sigma_z - \frac{1}{4} \left. \frac{\partial^2 E_J}{\partial \Phi_x^2} \right|_{\Phi_{x0}} \delta \Phi_x^2 \sigma_x$$

Основные принципы выполнения логических операций

Общий вид возмущённого гамильтониана в базисе невозмущённых собственных функций:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_0^{(0)} + \delta E_0 & V e^{-\frac{i}{\hbar} \Delta t} \\ V e^{\frac{i}{\hbar} \Delta t} & E_1^{(0)} + \delta E_1 \end{pmatrix} = \frac{E_0 + E_1}{2} \hat{I} + V \cos\left(\frac{\Delta t}{\hbar}\right) \hat{\sigma}_x + V \sin\left(\frac{\Delta t}{\hbar}\right) \hat{\sigma}_y + \frac{\Delta}{2} \hat{\sigma}_z$$

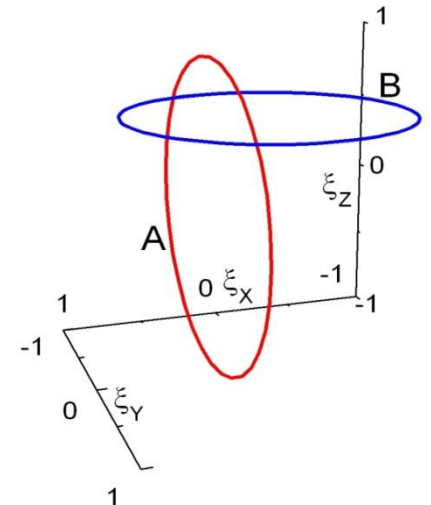
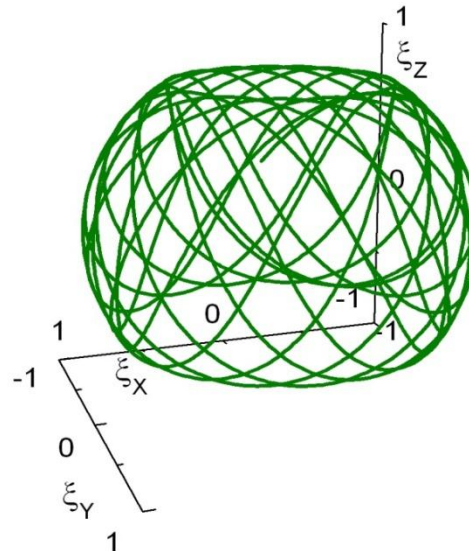
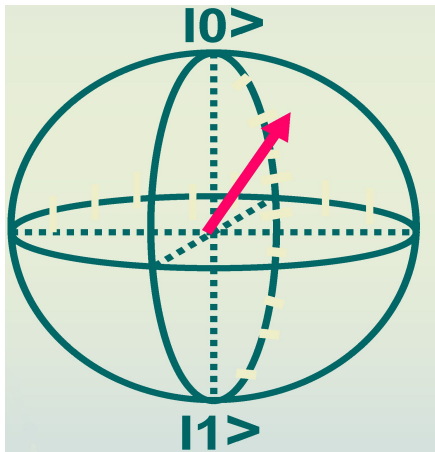
V ← асимметрия
← $\frac{\Delta}{2}$ цель

$$V = \langle \psi_0 | \hat{V} | \psi_1 \rangle \delta E_0 = \langle \psi_0 | \hat{V} | \psi_0 \rangle \delta E_1 = \langle \psi_1 | \hat{V} | \psi_1 \rangle$$

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho]$$

$$\rho = \frac{1}{2} (\hat{I} + \vec{n} \cdot \vec{\sigma}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \xi_z & \xi_x - i \xi_y \\ \xi_x + i \xi_y & 1 - \xi_z \end{pmatrix}$$

$$\vec{n} = (\xi_x, \xi_y, \xi_z)$$



Гамильтонианы кубитов на основе 2-ч- и 3-х-контактных интерферометров.

Общий вид:

$$\hat{H} = \underbrace{W \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}}_{\text{кулоновская энергия}} + \underbrace{V \cos \theta + U \cos 2\theta}_{\text{джозефсоновская энергия}}$$

«барьер»

Гамильтониан двухконтактного кубита:

$$\hat{H}_2 = -\frac{1}{2} E_C \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - 2E_J \cos(\theta) + \alpha_2 E_J \cos(2\theta)$$

$$\alpha_2 = \frac{B_{1,2}}{A_{1,2}}$$

Гамильтониан трёхконтактного кубита:

$$\hat{H}_3 = -\frac{1}{2} E_C (1 + \alpha_3^{-1}) \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - 2E_J \cos(\theta) + \alpha_3 E_J \cos(2\theta)$$

$$\alpha_3 = \frac{E_{J3}}{E_J}$$

Общий метод решения уравнений Шредингера - использование теории возмущений, где «0»-приближение – чётные и нечётные решения уравнения Матье:

$$\psi'' + (a - 2q \cos(2\theta))\psi = 0$$

Уравнение для матрицы плотности (уравнение Линдблада)

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] - \frac{k}{2} [A, [A, \rho]]$$

$$k = \frac{1}{T\Delta a_T^2} \quad \text{«жёсткость» измерения}$$

A – оператор измеряемой наблюдаемой
 ρ – редуцированная матрица плотности

B.M. Mensky, Quantum measurements and decoherence: models and phenomenology, 2000.

Решение этого уравнения дает эволюцию $\rho(t)$ от $\rho(0)$ до ρ

$$^{(\infty)}\psi = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

$$\hat{\rho}(0) = |\psi\rangle\langle\psi| = \begin{pmatrix} |\alpha|^2 & \alpha\beta^* \\ \alpha^*\beta & |\beta|^2 \end{pmatrix}$$

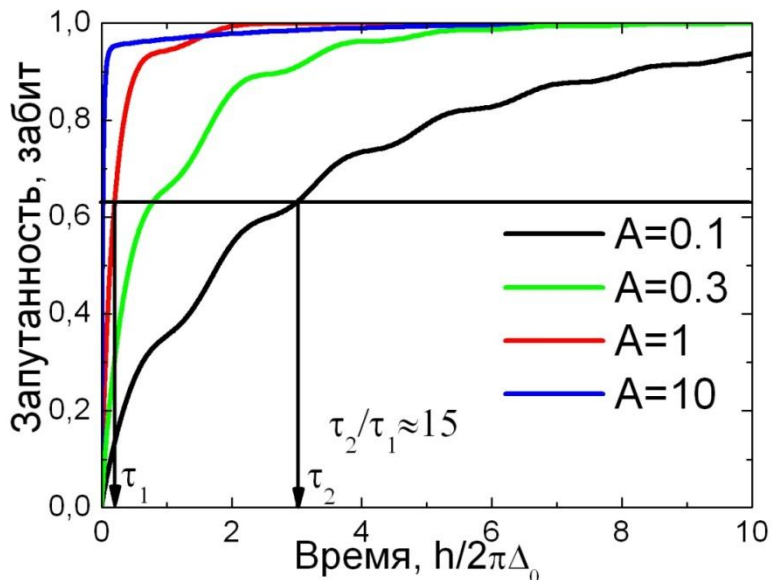
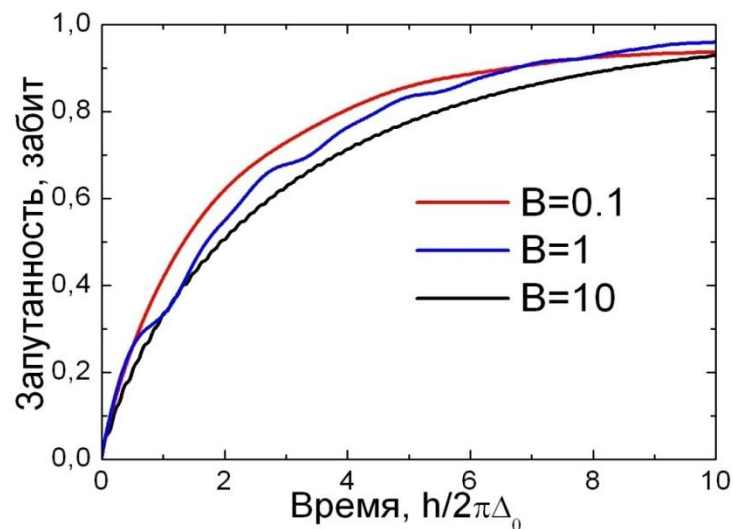
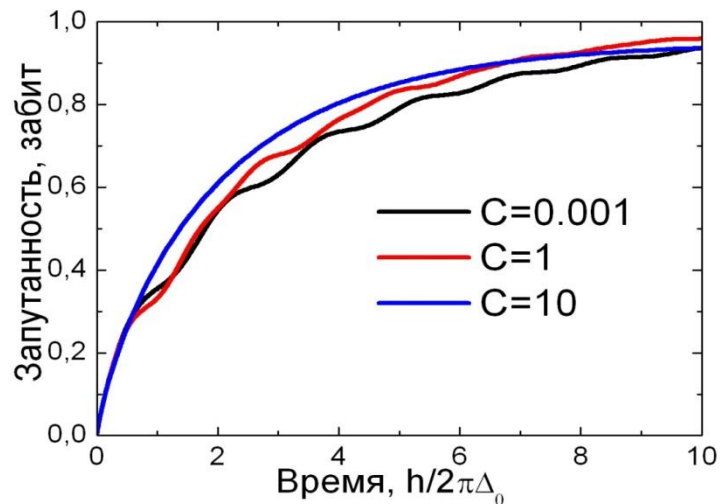
$$\rho(\infty) = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix}$$

Запутанность (энтропия фон Неймана)

$$E(\rho) = -Sp(\hat{\rho}(t) \log_2 \hat{\rho}(t))$$

Декогеренция – процесс увеличения запутанности с окружением.

Разрушение когерентного состояния кубита



Параметры, введённые на графиках:

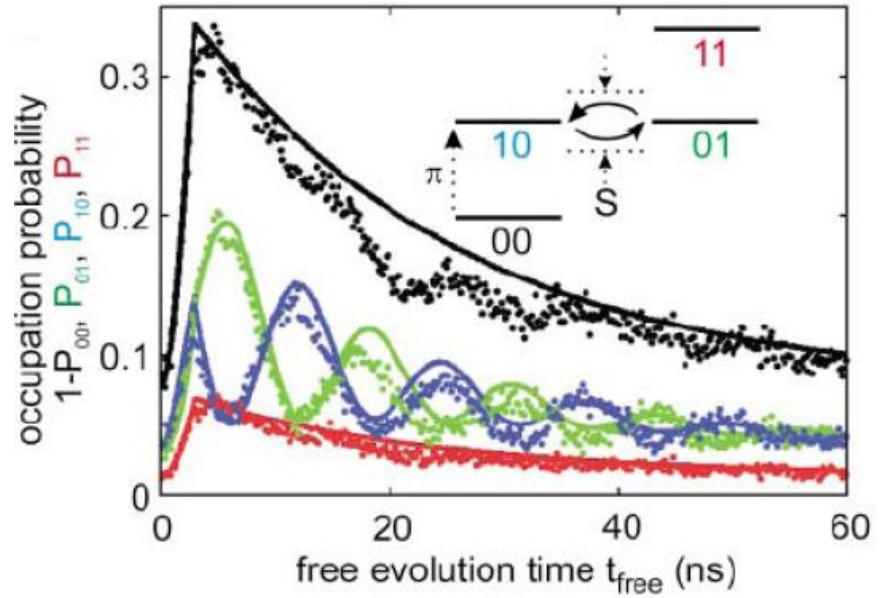
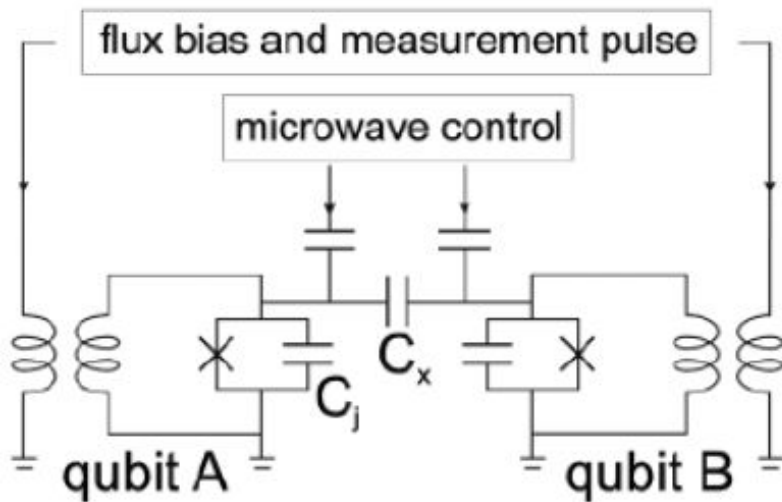
$$A = \frac{\Re kx^2}{\Delta_0}, \quad B = \frac{\Delta}{\Delta_0}, \quad C = \frac{V}{\Delta_0}$$

$x = \langle \psi_0 | \theta | \psi_1 \rangle$ - матричный элемент фазы θ

СВЯЗЬ КУБИТОВ

Qubit coupling

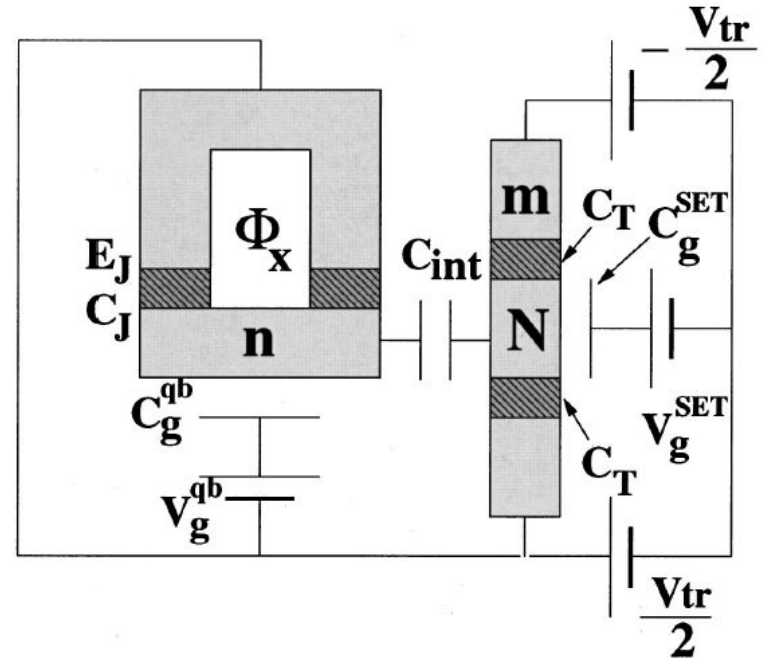
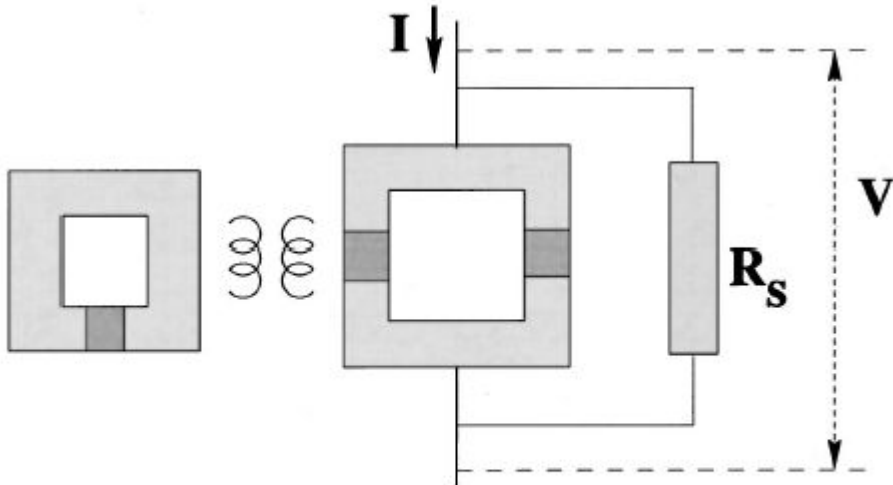
Phase qubits



M. Steffen, M. Ansmann, R. C. Bialczak, *Science* **313**, 1423 (2006).

Считывание состояний кубитов

Потоковый кубит



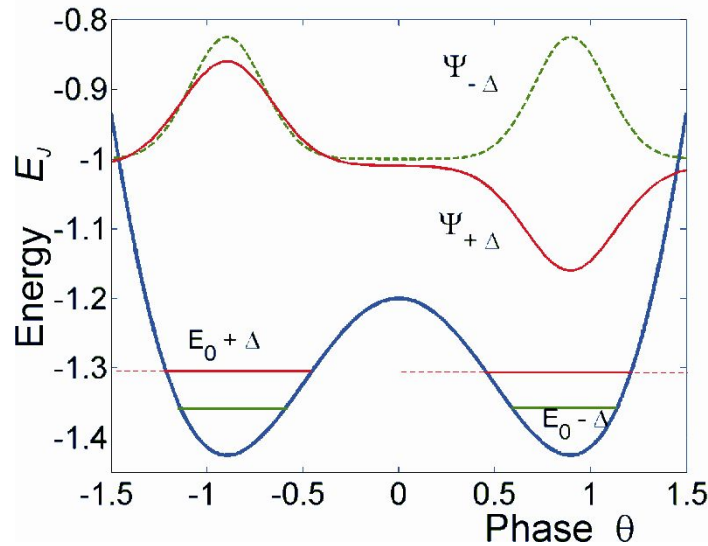
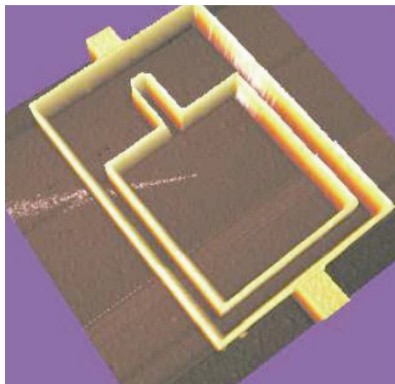
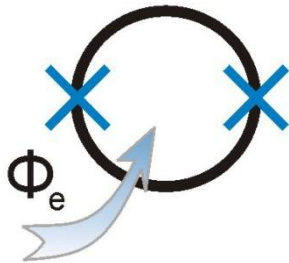
Зарядовый кубит

FIG. 20. Measurement setup for a flux qubit. The qubit (the rf SQUID on the left side) is inductively coupled to the meter (the shunted dc SQUID on the right side).

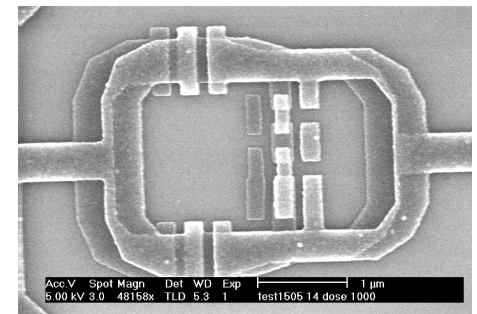
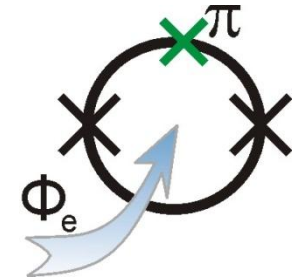
Сверхпроводящие фазовые кубиты на основе скивдов малых размеров

Потенциальная энергия, базисные уровни и волновые функции фазового кубита:

2^xконтактный кубит



3^xконтактный кубит



$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2I} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + U_C + W_1 \cos \theta + W_2 \cos 2\theta + W_3 \cos 3\theta$$

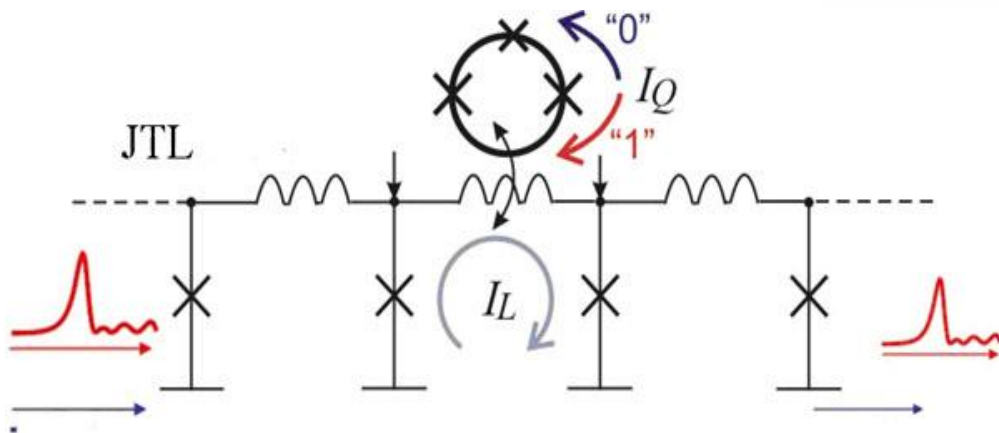
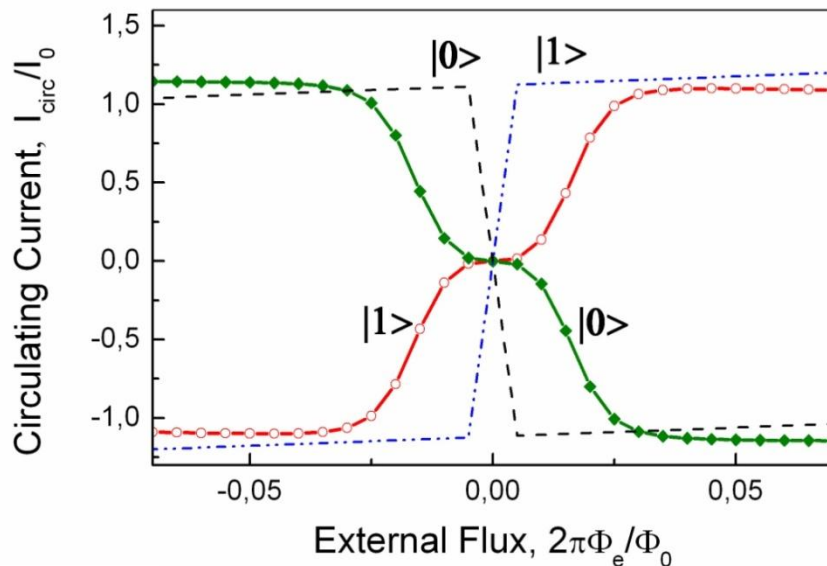
Coulomb energy

Josephson energy

Считывание состояния кубита

Круговой ток в кольце кубита как функция приложенного к нему магнитного потока в состояниях 0 и 1.

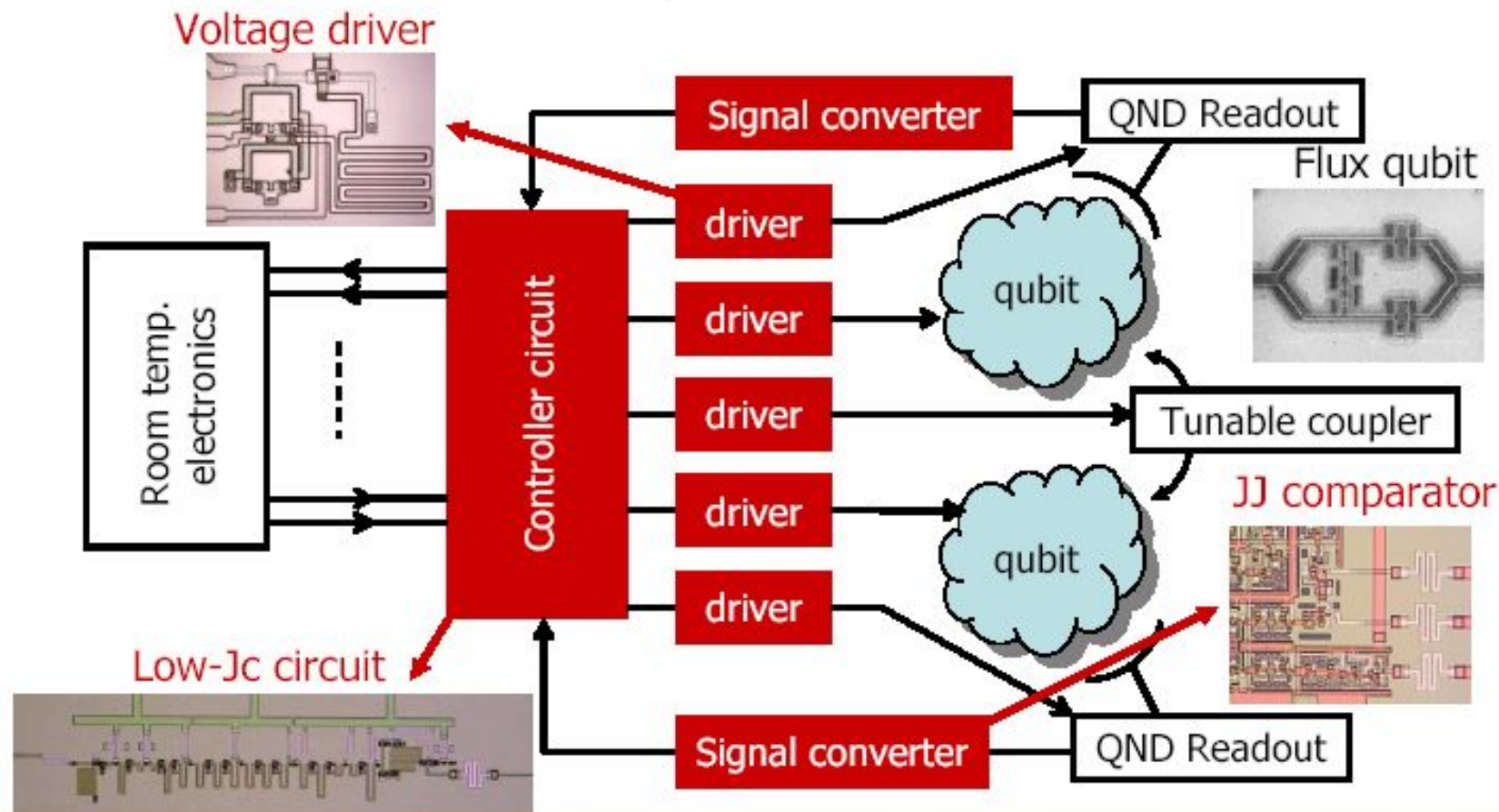
сплошные линии - 2-х-контактный кубит,
пунктирные линии - 3-х-контактный кубит



Считывание состояния кубита с использованием RSFQ цепей:

Воздействие магнитного поля тока в кубите на перемещающийся по JTL квант потока будет приводить или к ускорению или к запаздыванию кванта в зависимости от направления тока в кубите.

Multi-qubit control system with low temperature electronics



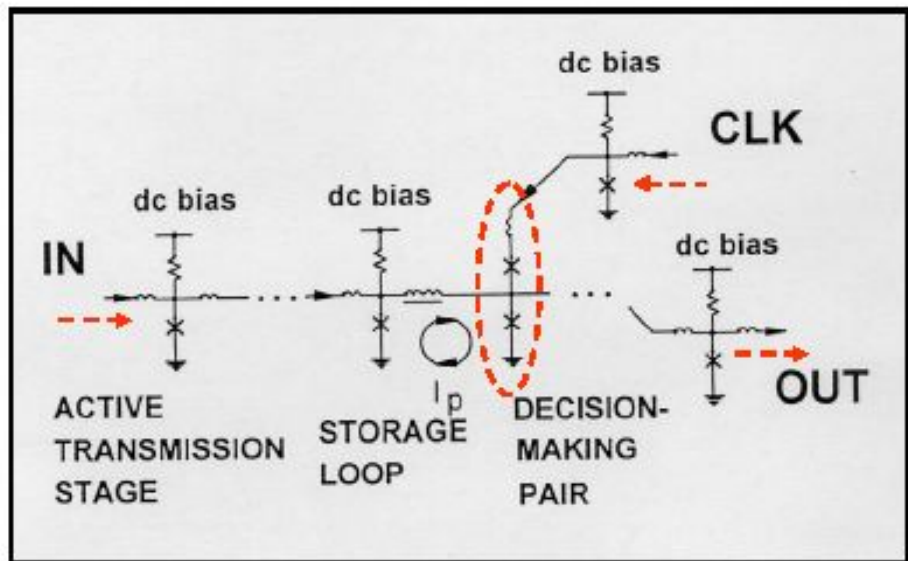
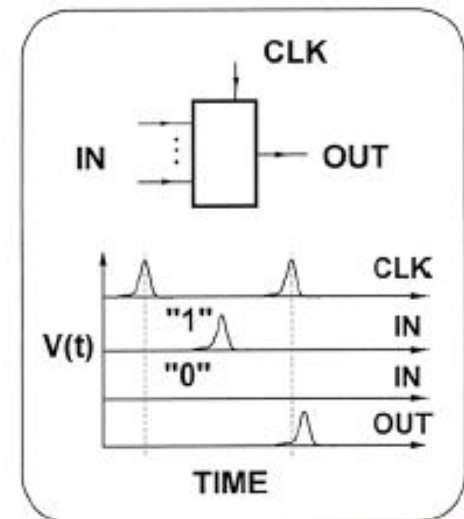
RSFQ - Dominant Logic Family



RSFQ - Rapid Single Flux Quantum (sometimes also called SFQ - Single Flux Quantum)

Both Data and Clock are SFQ voltage pulses $V(t)$
with quantized areas

$$\int V dt = \Phi_0 = h/2e = 2.07 \text{ mV}\cdot\text{ps}$$

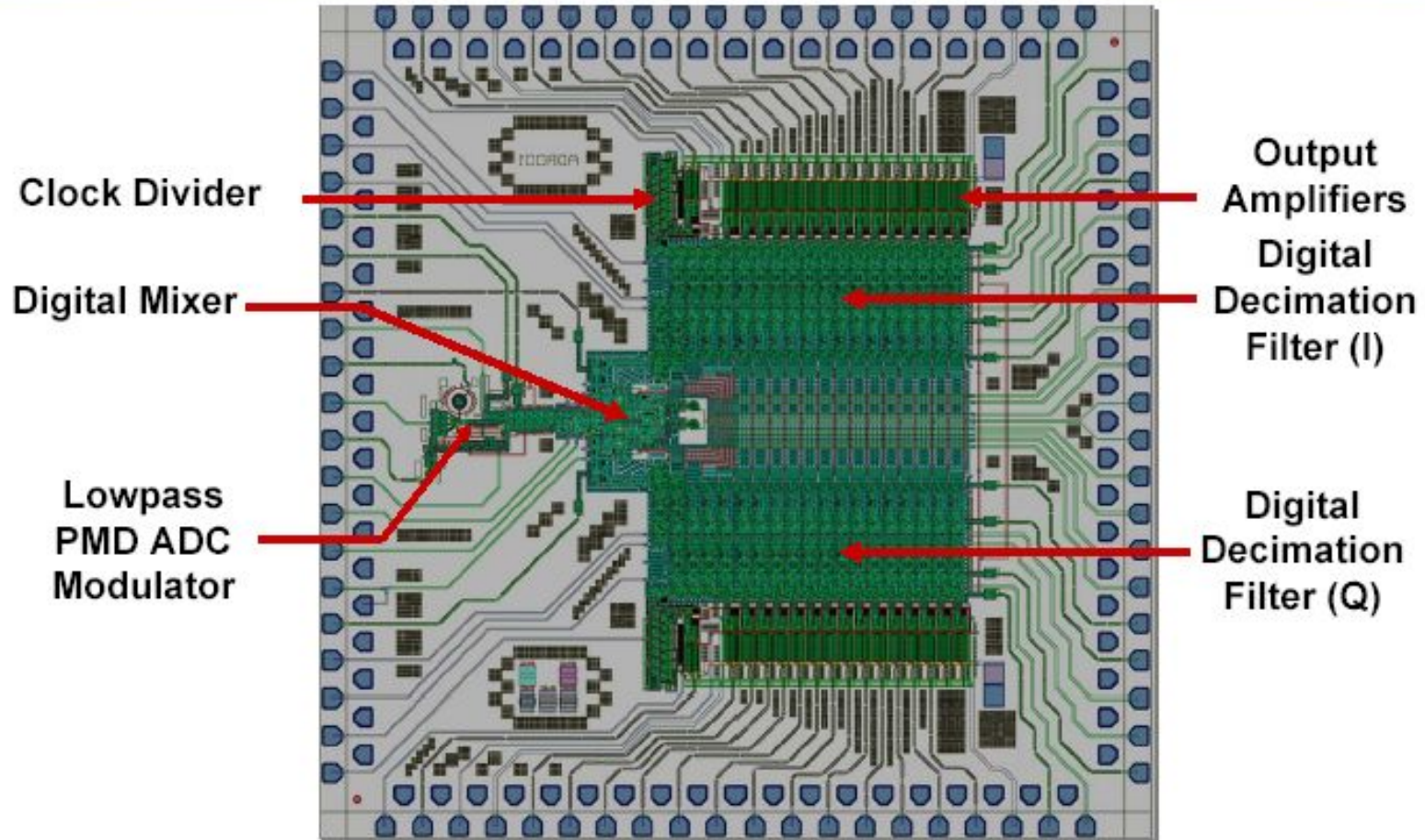


- 750 GHz digital frequency divider demonstrated
- internal memory
- gate-level pipelining
- high-throughput in expense of latency
- ultra-low power
- dc bias only
- local timing



Foundry	Critical Current Density, kA/cm ²	Library	Synthesis
HYPRES, USA	0.03, 1, 4.5, 20	Libraries (HYPRES, SUNY, Chalmers U.) for 1, 4.5 <i>under development for 20</i>	No
ISTEC, Japan	2.5, 10	library (CONNECT) 2.5 <i>under development for 10</i>	Yes (400KJJ)
AIST, Japan	1.6, 10	library for 1.6 <i>under development for 10</i>	No
IPHT-Fluxonics, Germany	1	Libraries (Ilmenau U., Chalmers U.) for 1	No
VTT, Finland	0.03	Library (Chalmers U.) for 0.03	No

Low-Pass All Digital Receiver (LP ADR)

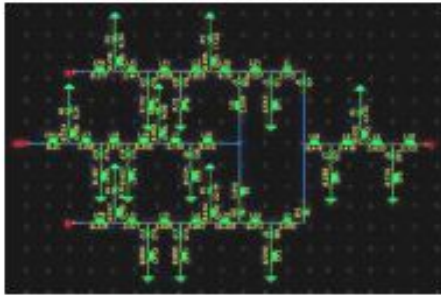


2EX01 (Tue, 29, 17:00~) by D. Gupta

Digital Channelizing Receiver ~ 11,000 JJs

SFQ cell library

schematic



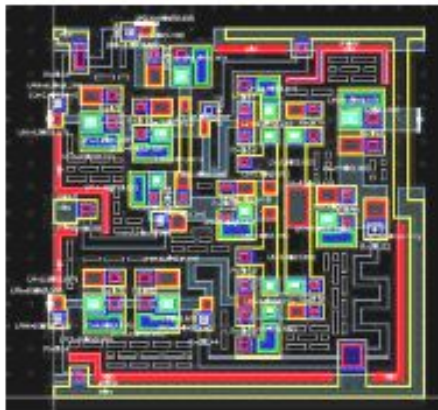
~250 cells included

symbol



**CONNECT
cell library**

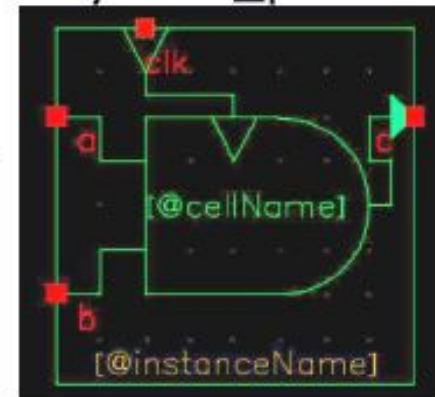
layout



behavior

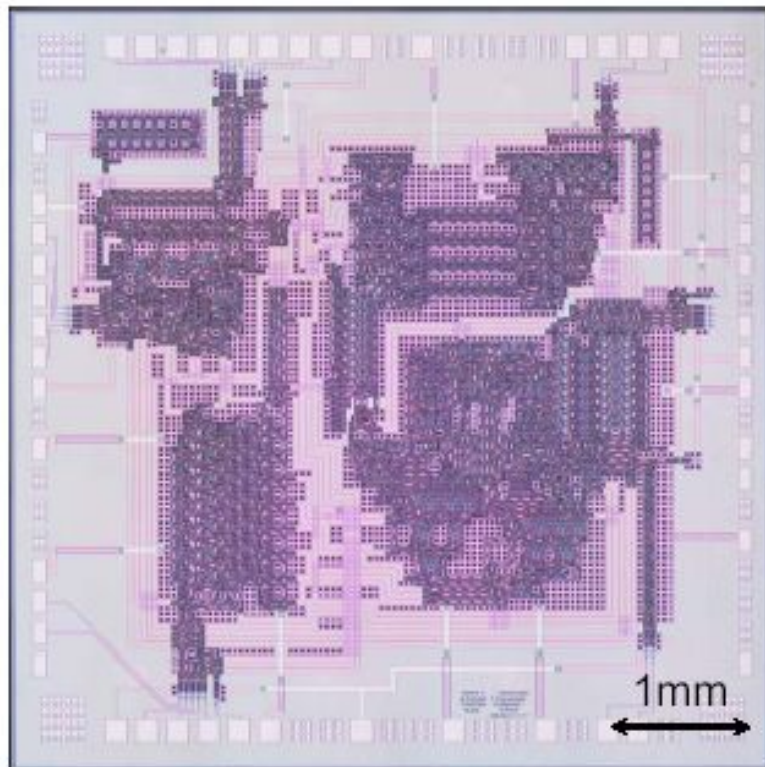
```
module __jand(a, b, clk, c);  
  input a, b, clk;  
  output c;  
  reg c;  
  reg[1:0] state;  
  always @(posedge a) begin  
    // b_a timing check  
    diff_time = $realttime - b_time;  
    if ((a__b <= 0 && -a__b < diff_time  
        || a__b > 0) &&  
        diff_time < b__a) begin  
      state = `SFQ__jand_x;  
    end  
  end  
endmodule
```

symbol_p



Microprocessor : CORE1 β

- Correct operations are Demonstrated at 20 GHz.
- All the instructions are confirmed.



Fabricated using the NEC 2.5 kA/cm² Nb standard process II

Speedup Techniques

- 4-stage pipeline
- Forwarding Architecture

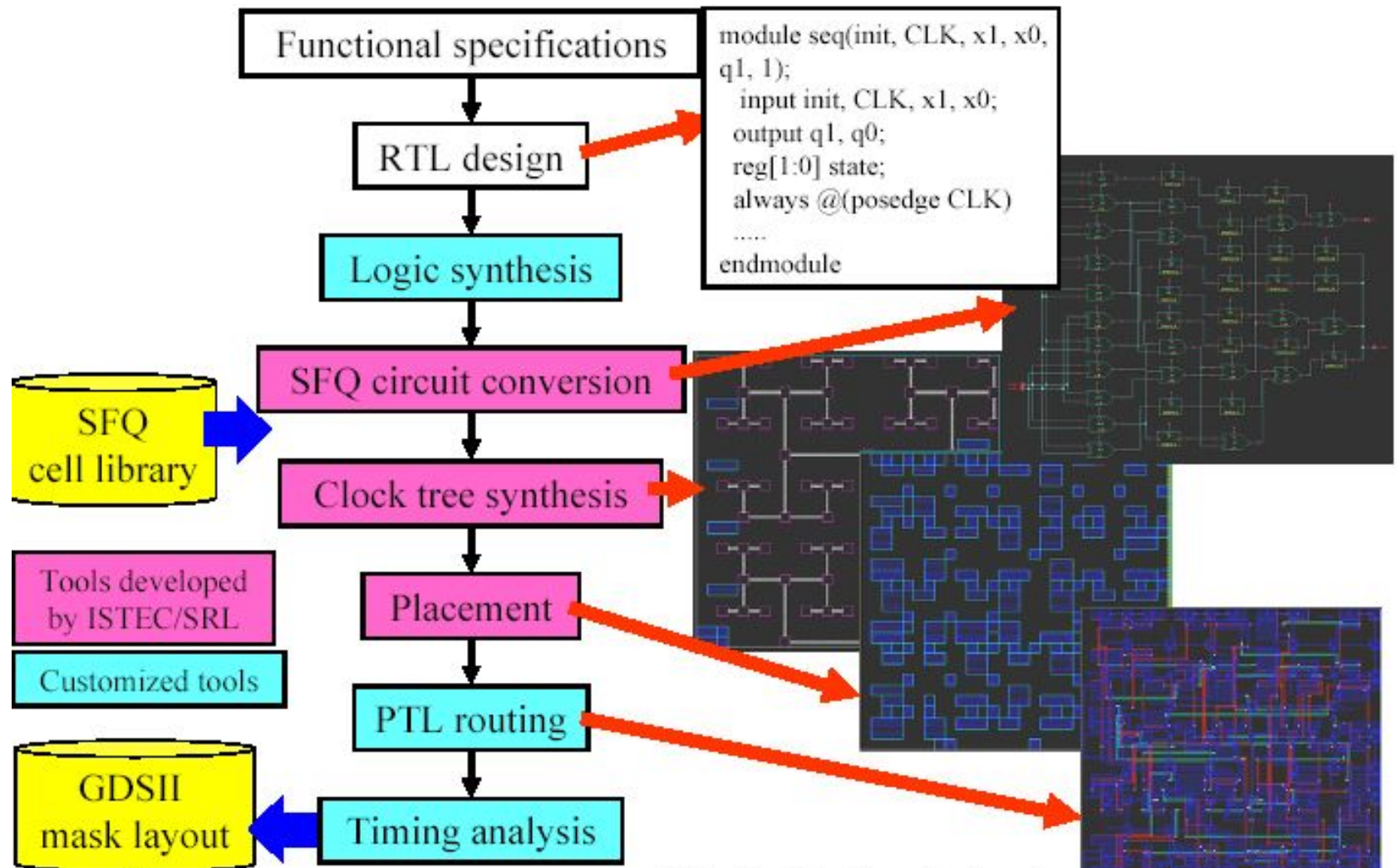
4.5×10^5 MOPS/W

CORE1 β ver. 6

- 10,927 JJs
- 3.3 mW
- 4-stage pipeline
- 1500 MOPS (peak)

In collaboration with Yokohama Nat'l Univ. ²⁶

Synthesis: Top-down design flow for large-scale SFQ logic circuits



4EB04 (Thu. 31, 11:15~) by Y. Kameda
 This work was supported by NEDO

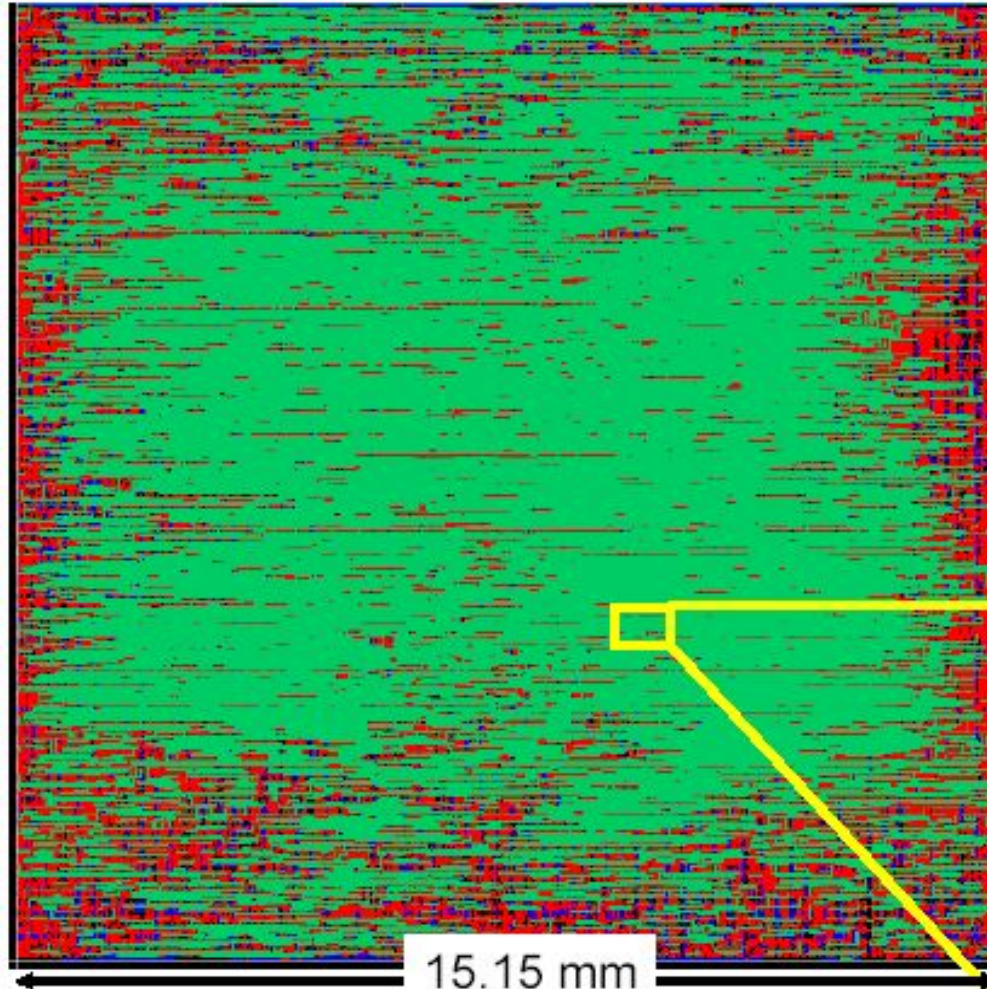
RTL: Register Transfer Level
 PTL: Passive Transmission Line



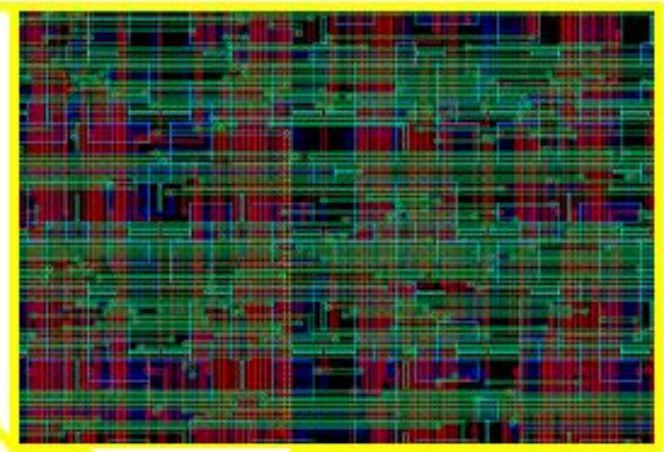
Layout of an 8-bit general purpose RISC processor

RISC: Reduced Instruction Set Computer

- 15.15 mm x 15.15 mm
- Logic cell : 20,351
- Pipeline stage: 48
- Clock tree depth : 15
- Clock splitter cell : 21,830
- Min. clock cycle : 36.2ps
(27.6GHz)
- JJ : >400,000
15JJ/logic cell, 5JJ/splitter cell
- Total design time: 12 hours



15.15 mm



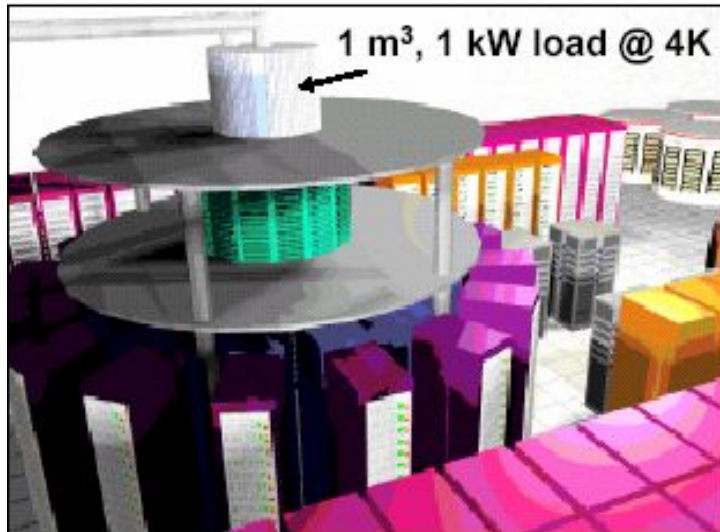
0.5 mm

4EB04 (Thu. 31, 11:15~) by Y. Kameda

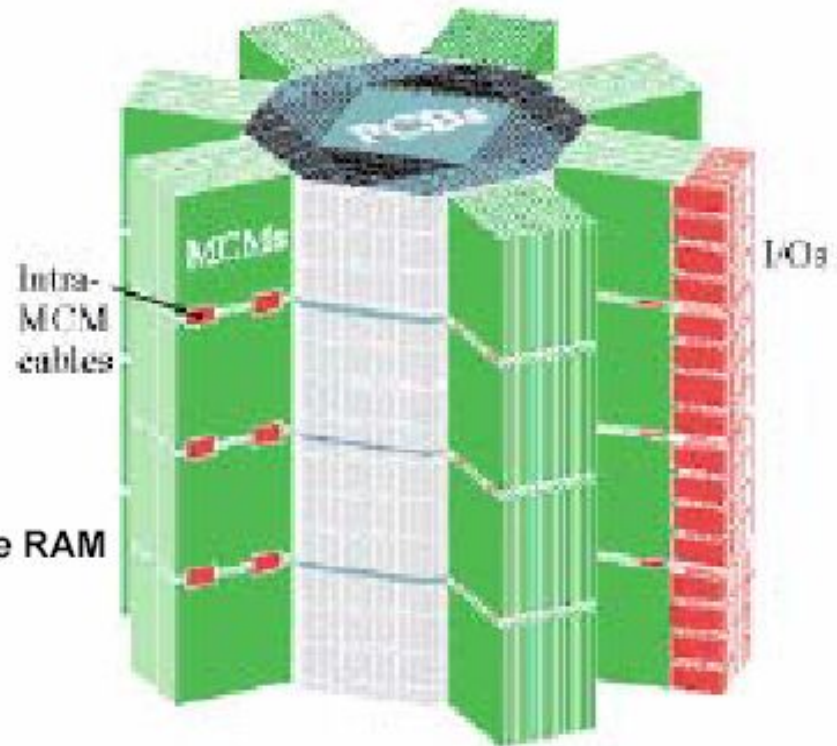
This work was supported by NEDO



Large-Scale System: Petaflop Supercomputer



10^6 gate, 50 GHz processors with 128 kByte RAM
32 GBps chip-to-chip BW per channel



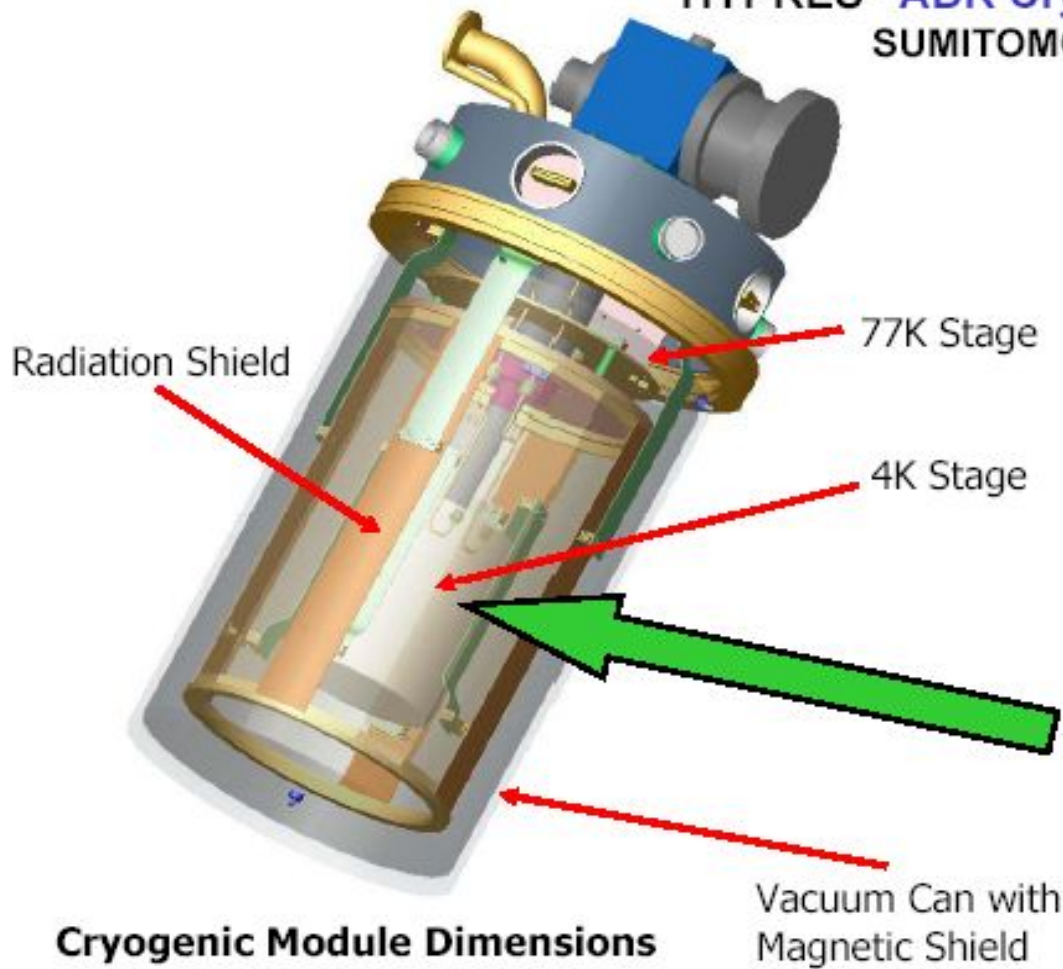
512 MCMs connected to 160 octagonal PCBs

The NSA high end computing study - Superconducting Technology Assessment, Aug. 2005 is available at <http://www.nitrd.gov/pubs/nsa/sta.pdf>

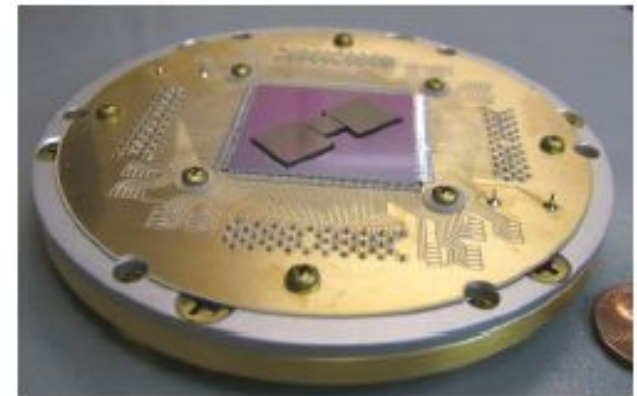
Universal Cryogenic Module



HYPRES "ADR Cryomodule" based on SUMITOMO cold head

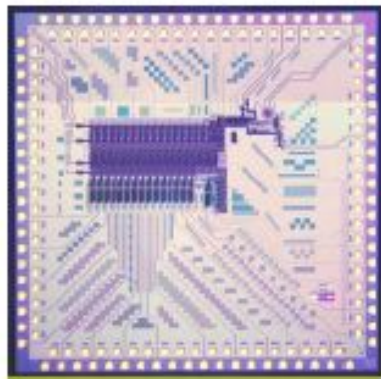


Multi-Channel
Digital Receiver MCM



Not to scale

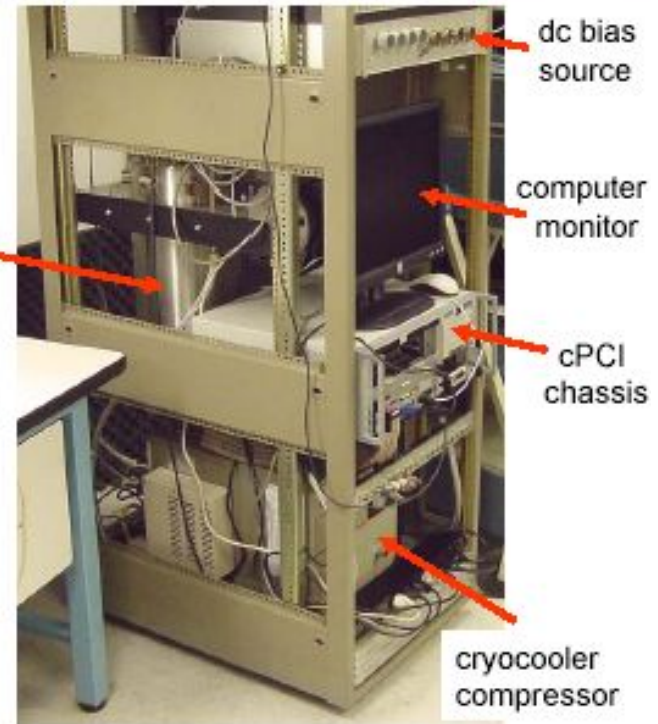
HYPRES Cryocooled ADC



ADC Chip
1 x 1 cm²
5000 JJs



Cryomodule
in SUMITOMO
cryocooler

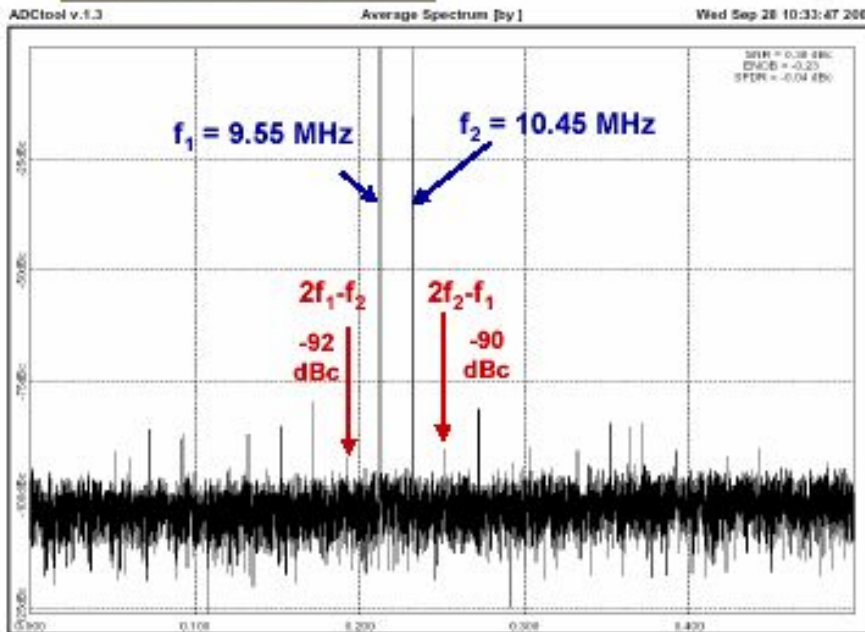


dc bias source

computer monitor

cPCI chassis

cryocooler compressor

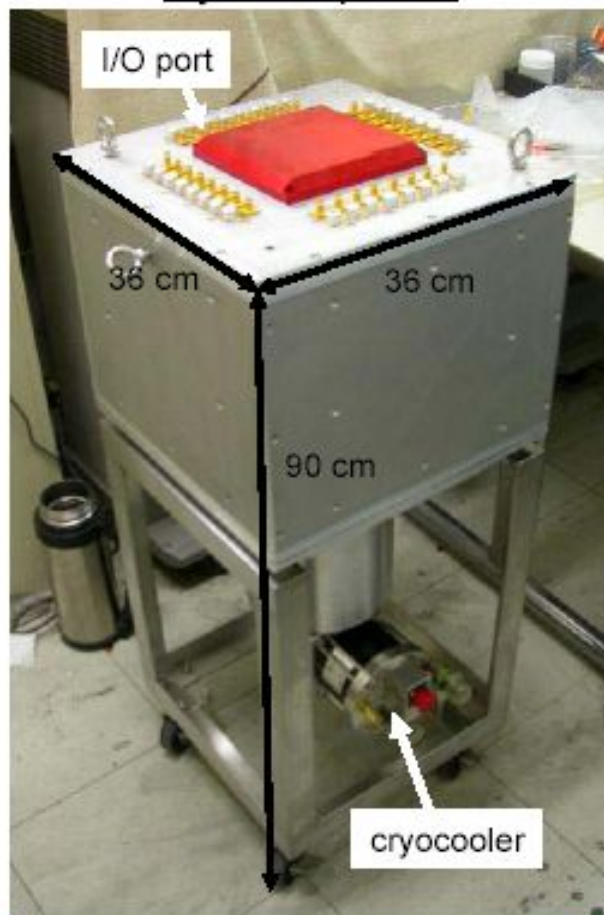


$f_{\text{clk}} = 11.52 \text{ GHz}$
 $f_{\text{out}} = 45 \text{ MHz}$
 $f_1 = 9.55 \text{ MHz @ } -7.3 \text{ dBm} + 2 \text{ power combiners}$
 $f_2 = 10.45 \text{ MHz @ } -6.5 \text{ dBm} + 2 \text{ power combiners}$
Input 10 MHz BPF
32768-point FFT
 $f_{\text{dither}} = 45 \text{ MHz @ } -56 \text{ dBm}$

2EX04 by I. Vernik and 2EX05 by A. Leese de Escobar (Tue. 29, 17:00~)

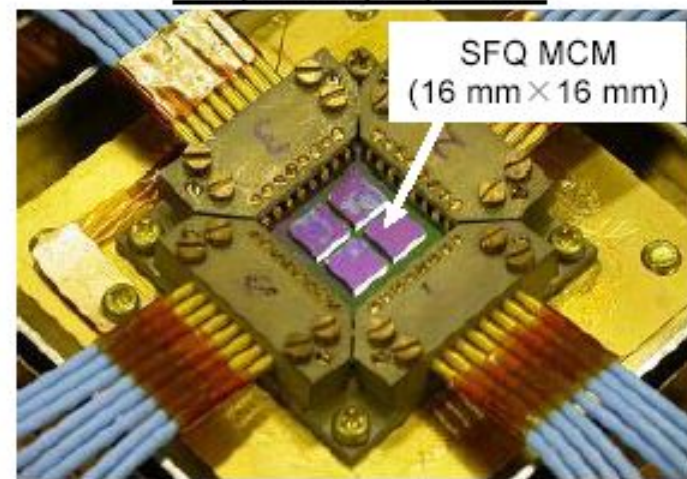
ISTEC 320 Gbps Cryocooled System Prototype

System photo

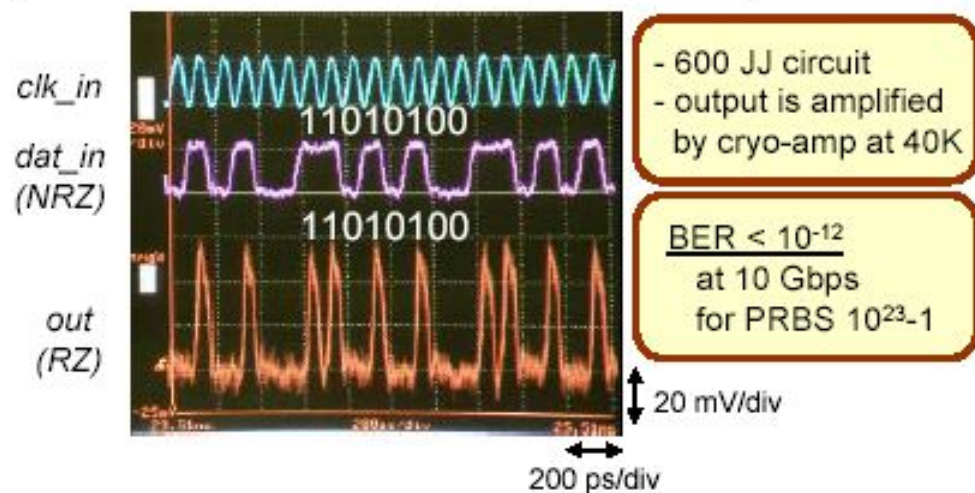


- 32 I/O ports
- 10 Gbps/port
- 2-stage G-M cryocooler (1 W at 4 K)

32 pin cryo-probe



SFQ module operation @10 Gbps



4EX01 (Thu. 31, 16:00~) by Y. Hashimoto
This work was supported by NEDO

Progression of Commercial 4K Cryocoolers for Small Digital Systems



Past

Leybold 4.2LAB

Input: 2.2 kW

Heat Lift @4.2K: 250 mW



Used to build the first 4-K cryocooled superconductor product: Primary Voltage Standard

Present

Sumitomo SRDK101

Input: 1.2 kW

Heat Lift @4.2K: 100 mW



For demonstration of first 4-K cryocooled digital superconductor system: Digital-RF Receiver

Future

HYPRES' LM CCR

700 W

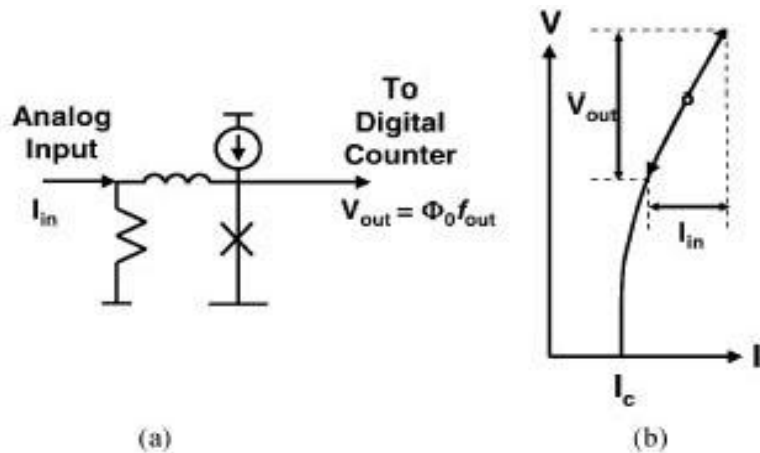
100 mW



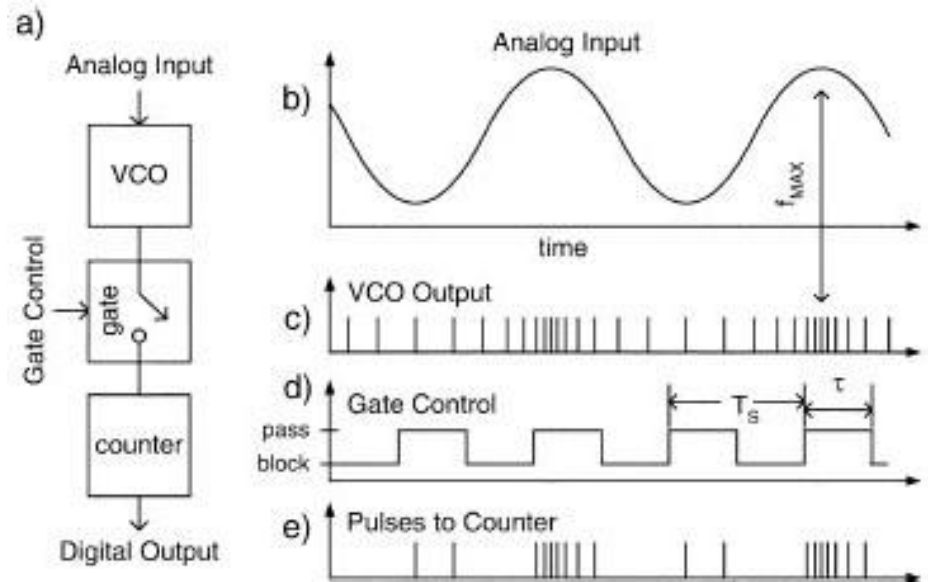
For JTRS and MILSATCOM Digital-RF Transceiver



Voltage / Frequency ADC



Упрощенная версия АЦП с преобразованием напряжение / частота: эквивалентная схема (a) и область приблизительно линейного преобразования (b).



АЦП на основе преобразователя напряжение / частота: блок-диаграмма (a), входной сигнал (b), одноквантовые импульсы на выходе конвертора напряжение / частота (c), интервалы считывания (d), импульсы, поступающие на счетчик (e).

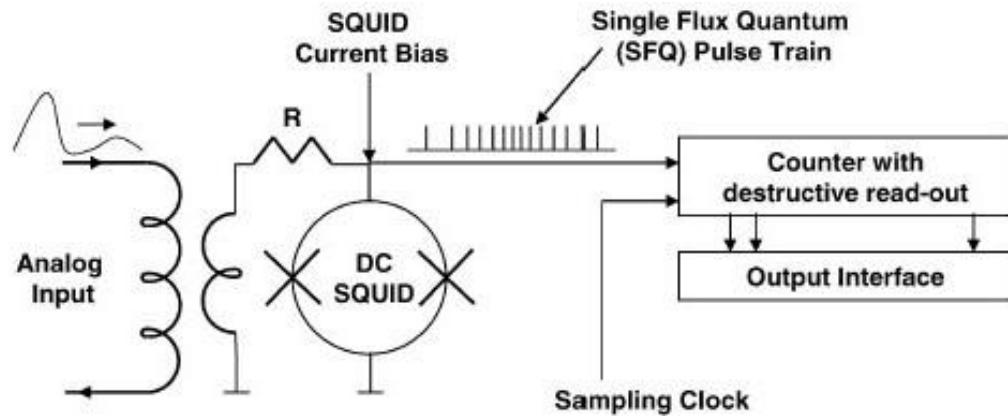
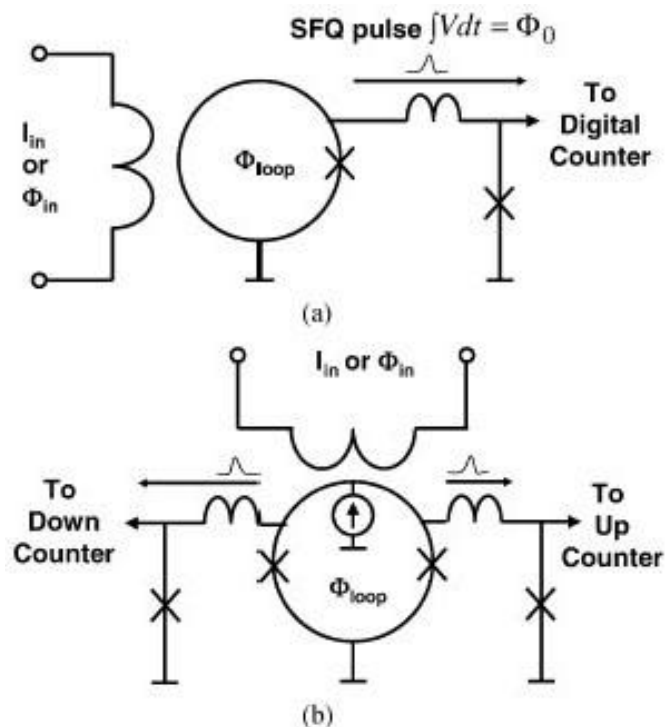


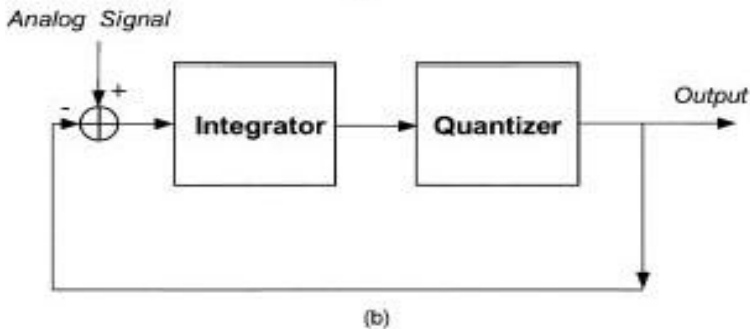
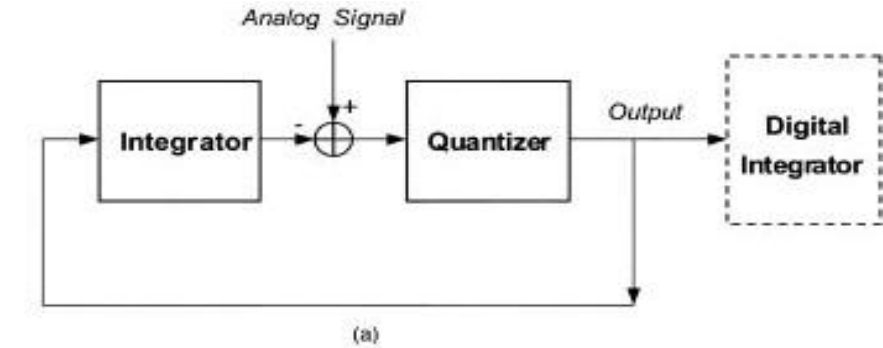
Схема чувствительного АЦП с преобразованием напряжение / частота, построенного на основе использования вольт-поточковой характеристики сквида и бинарного счетчика одноквантовых импульсов.

Схемы “читающих” АЦП, в которых цепь входного токового сигнала индуктивно связана с петлей сквида. Изменение задаваемого в сквид потока на квант приводит к генерации одноквантового импульса. (а) однонаправленная схема, (b) двунаправленная схема с двумя счетчиками импульсов

Voltage / Frequency, Voltage / Flux / SFQ ADC

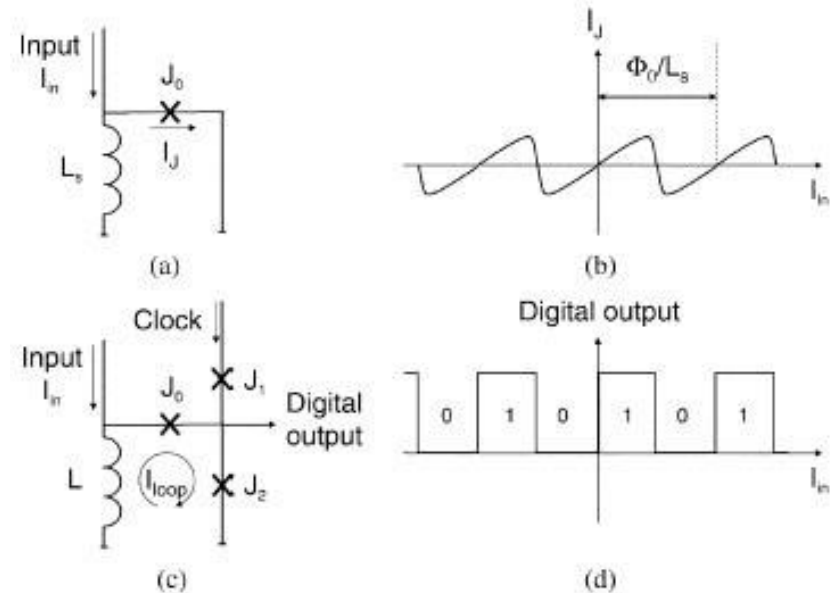


Analog-to-Digital Convertors (ADCs)



Схемы АЦП первого порядка с супердискретизацией по частоте:

дельта (a) и дельта-сигма (b) модуляторы.



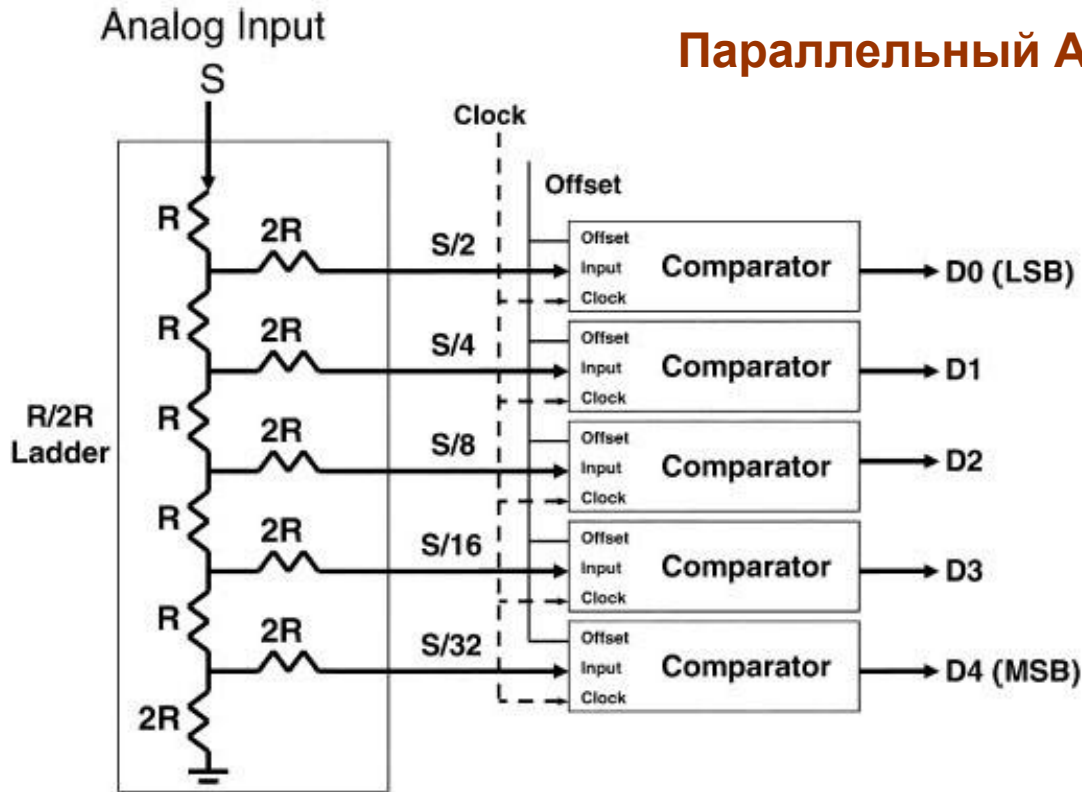
(a) одноконтный сквид в качестве квантайзера потока,

(b) периодическая передаточная функция сквида,

(c) схема тактируемого компаратора,

(d) цифровой выход компаратора.

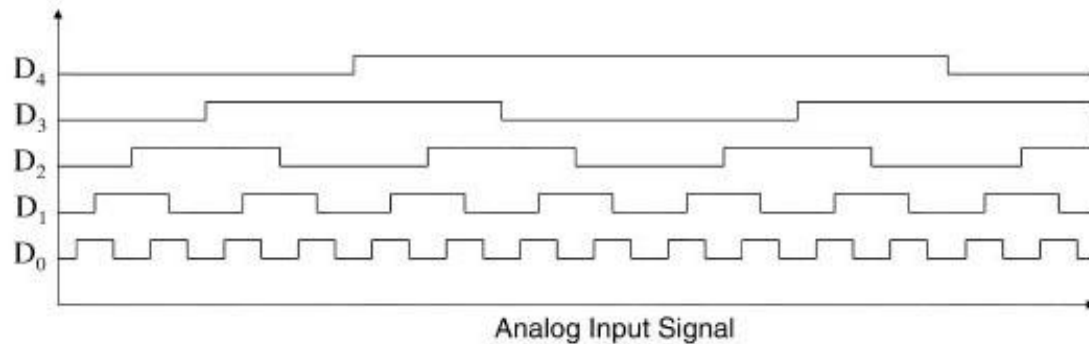
Параллельный АЦП



(a)

**Flash ADC
with
N SQUID
comparators
for n-bit ADC**

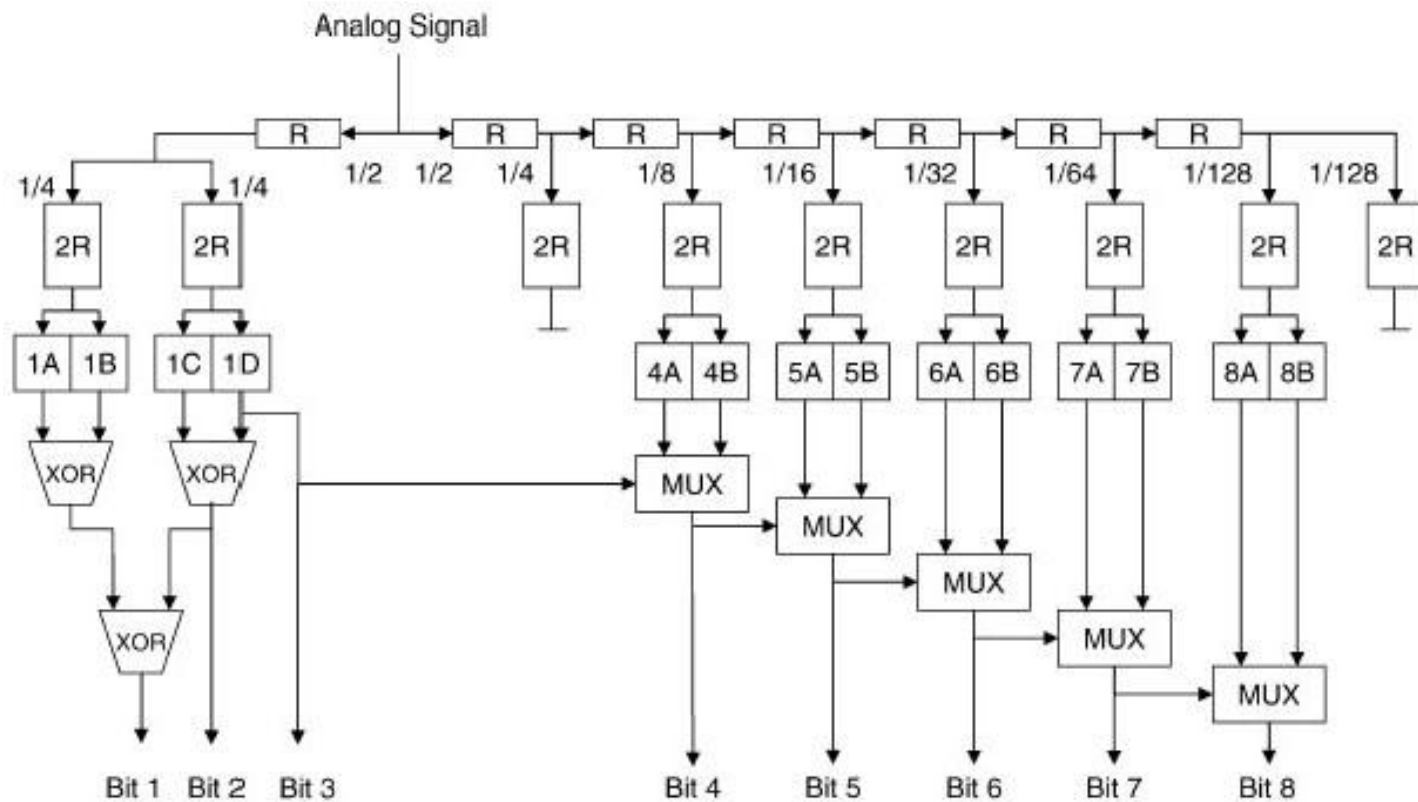
(a) Параллельный (Flash) АЦП с n компараторами для n -битного АЦП,



(b)

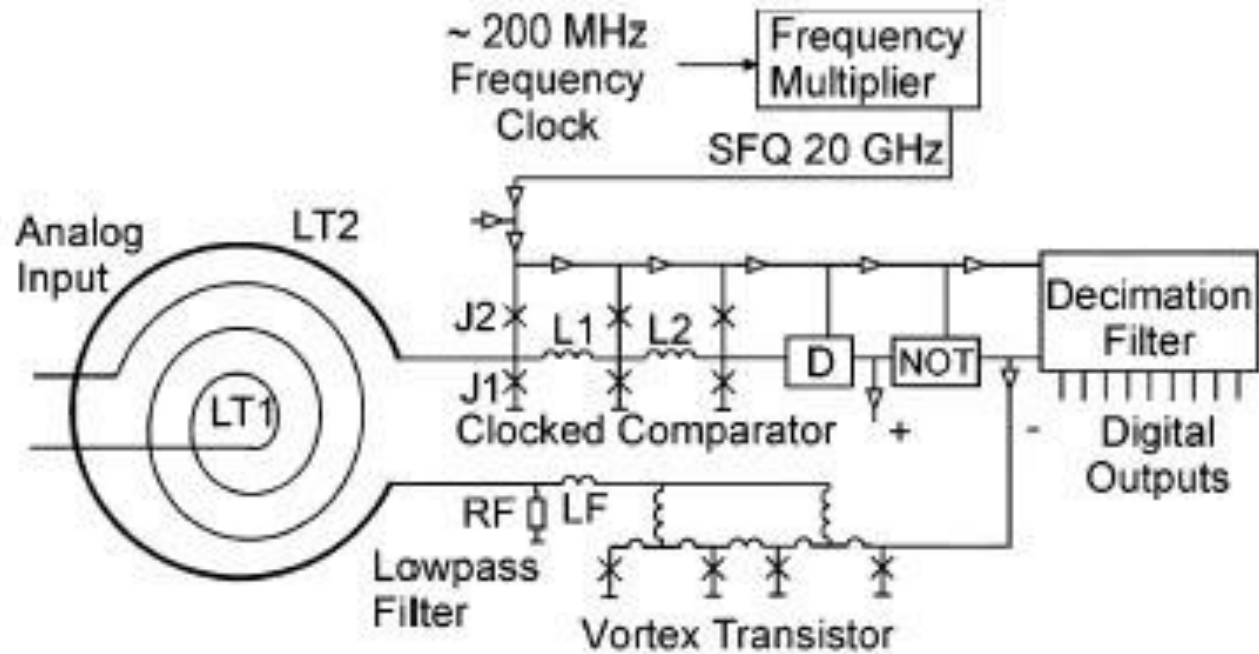
(b) цифровые значения на выходах АЦП как функции растущего входного сигнала (использован код Грея)

Блок-диаграмма параллельного АЦП с коррекцией ошибок в реальном времени



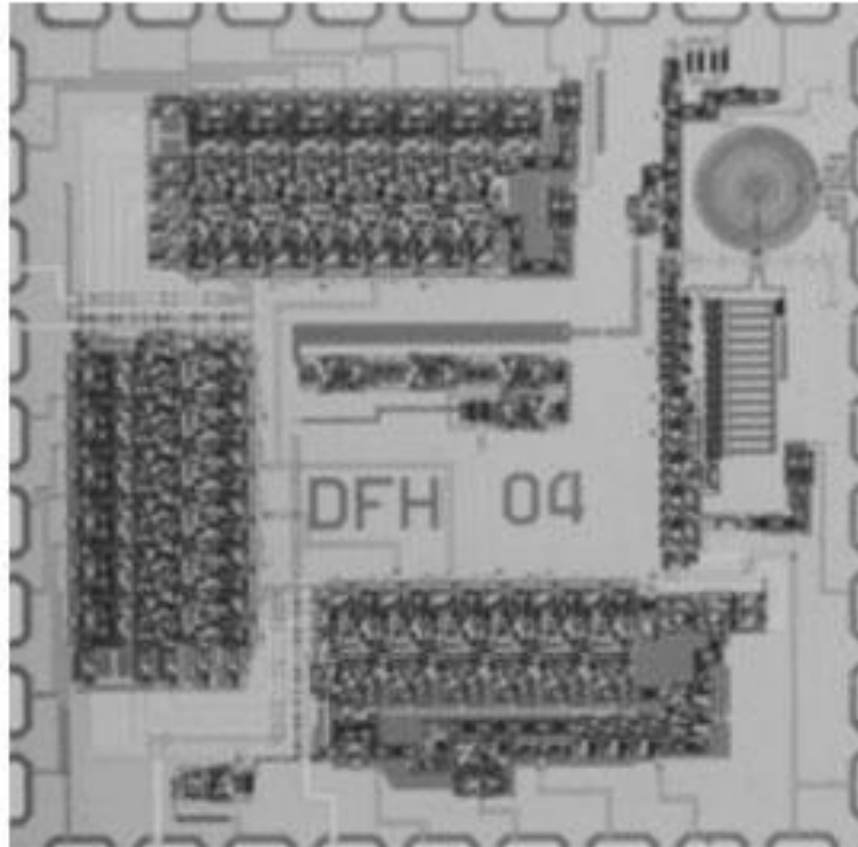
Блок-диаграмма сверхпроводникового параллельного (flash) АЦП. Который содержит избыточные компараторы и цифровую логику для коррекции ошибок в реальном времени. Биты 1 и 2 формируются с помощью 4 компараторов в вложенными порогами XOR логикой в реальном времени. Цепи формирования 4-8 битов содержат по 2 компаратора и “look-back” цепи коррекции. При этом производится перевод данных из кода Грея в бинарный код.

Analog-to-Digital Convertors (ADCs)



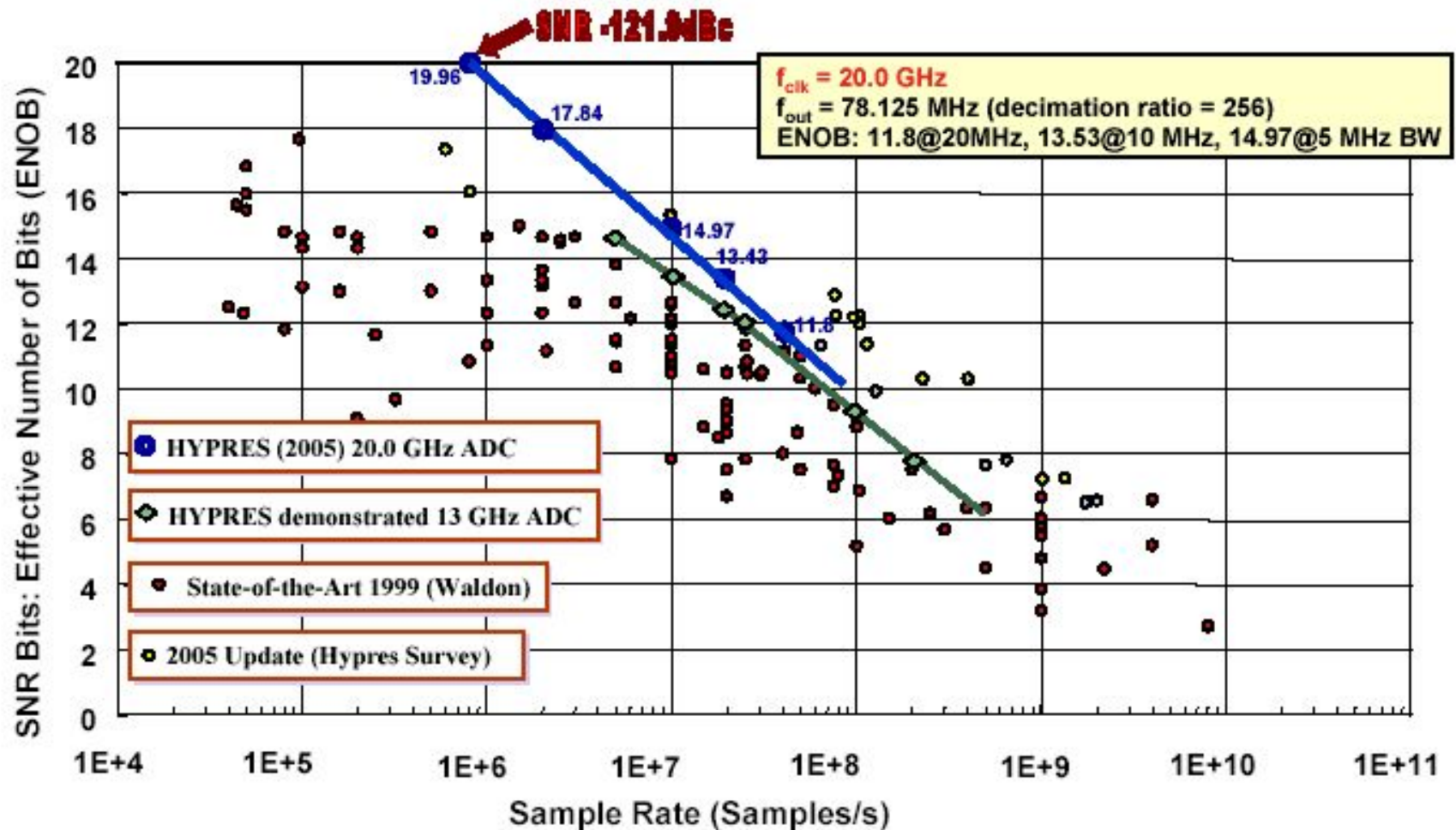
Дельта АЦП на основе синхронного квантайзера

Analog-to-Digital Convertors (ADCs)



Чип 5 x 5 мм, содержащий дельта АЦП с дельта модулятором и цифровым фильтром (для децимации), который разбит на 3 части для размещения на чипе.

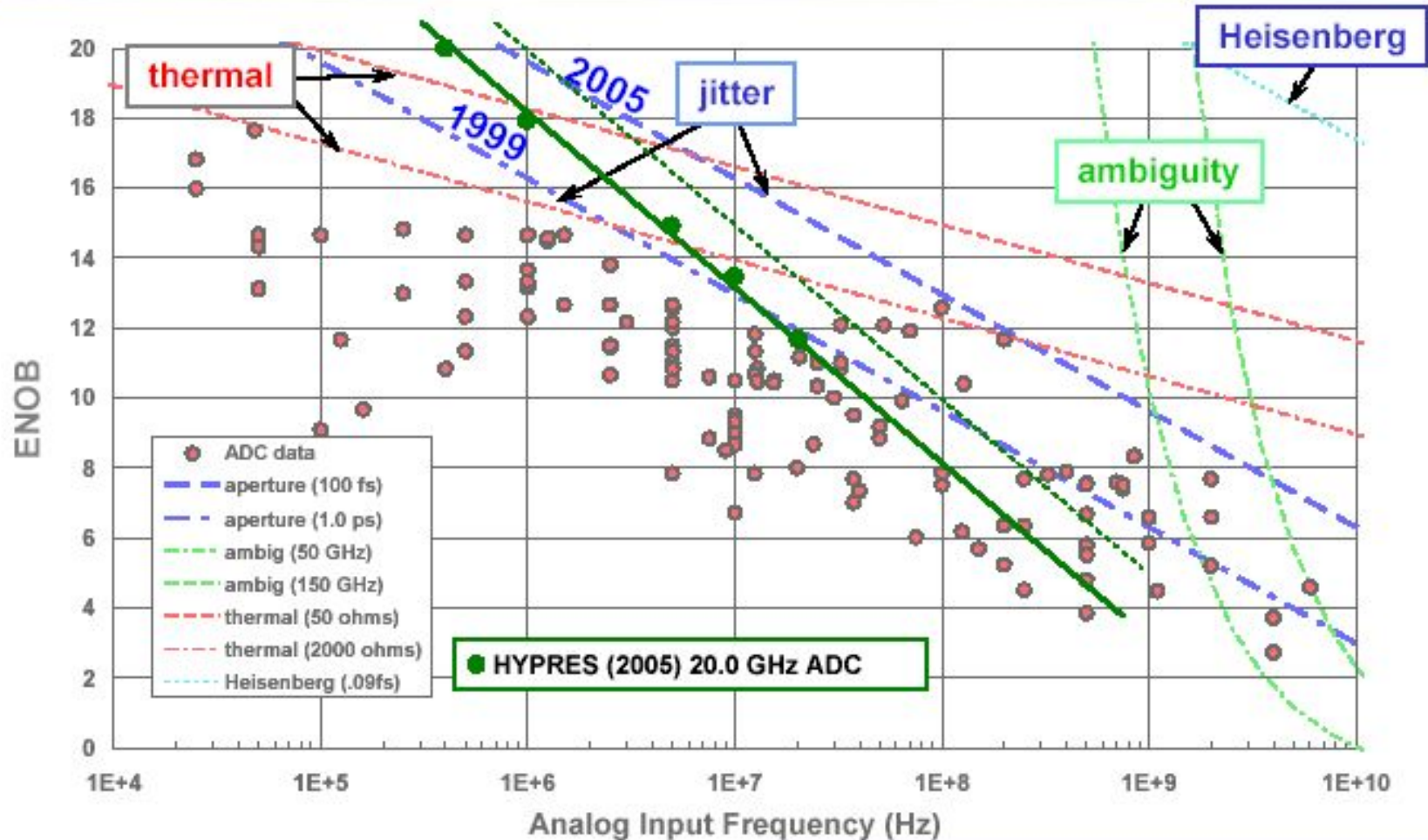
Summary Performance: SNR



Data used with permission of Bob Walden, HRL / (310) 317-5895 / walden@hrl.com
 © 1998 HRL, LLC. ALL RIGHTS RESERVED

2EX04 (Tue. 29, 17:00~) by I. Vernik

ADC Performance Limits



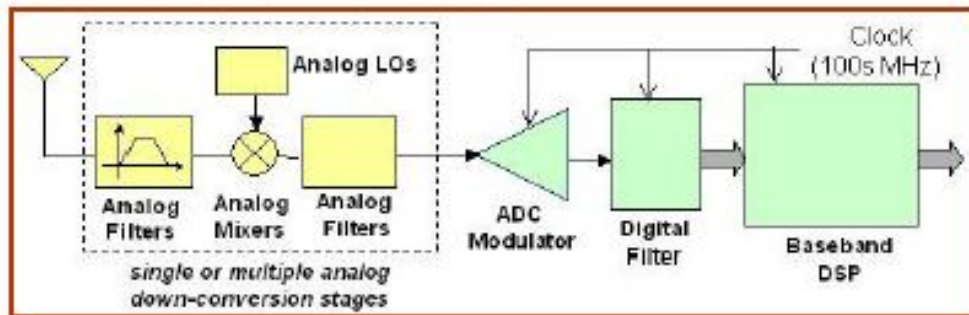
Data used with permission of Bob Walden, The Aerospace Corporation /
 (310) 336-2755 / robert.h.walden@aero.org, bhwalden@ieee.org
 (c) 2005 The Aerospace Corporation, ALL RIGHTS RESERVED

$f_{clk} = 20.0 \text{ GHz}$, $f_{out} = 78.125 \text{ MHz}$ (decimation ratio = 256)
 ENOB: 11.8@20MHz, 13.43@10 MHz, 14.97@5 MHz, 17.84
 @1 MHz, 19.96 @400 kHz BW

Digital-RF – New Architecture

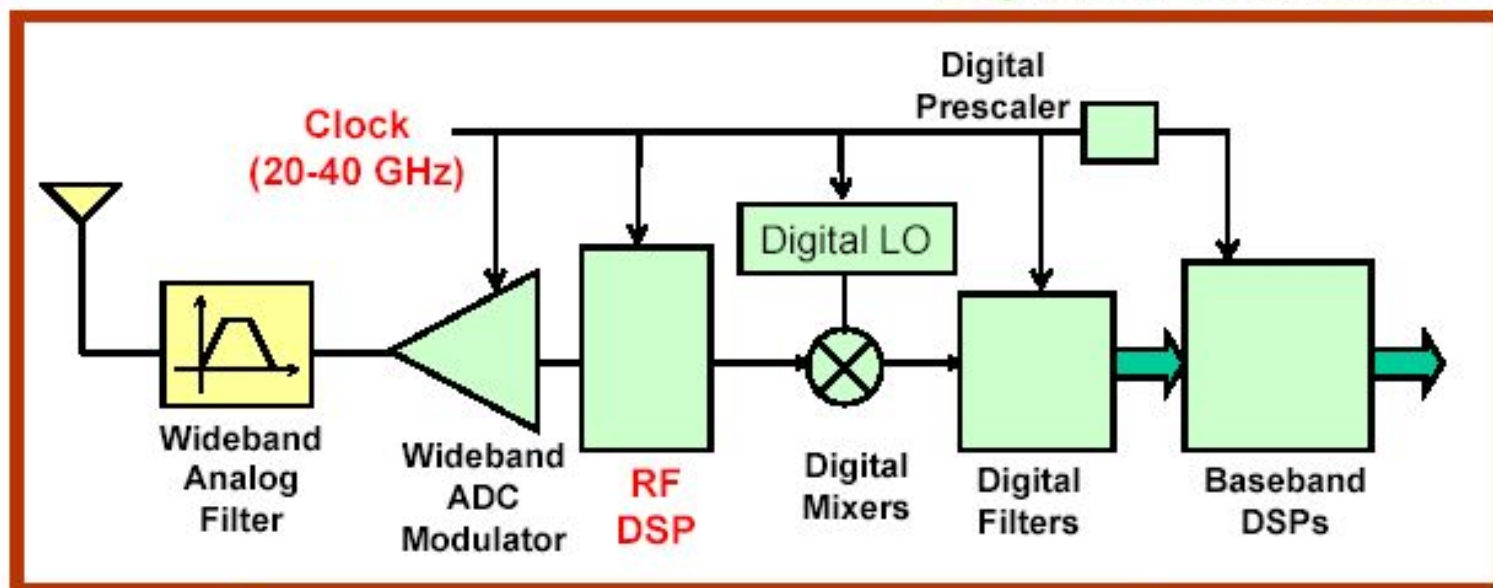


Conventional Architecture

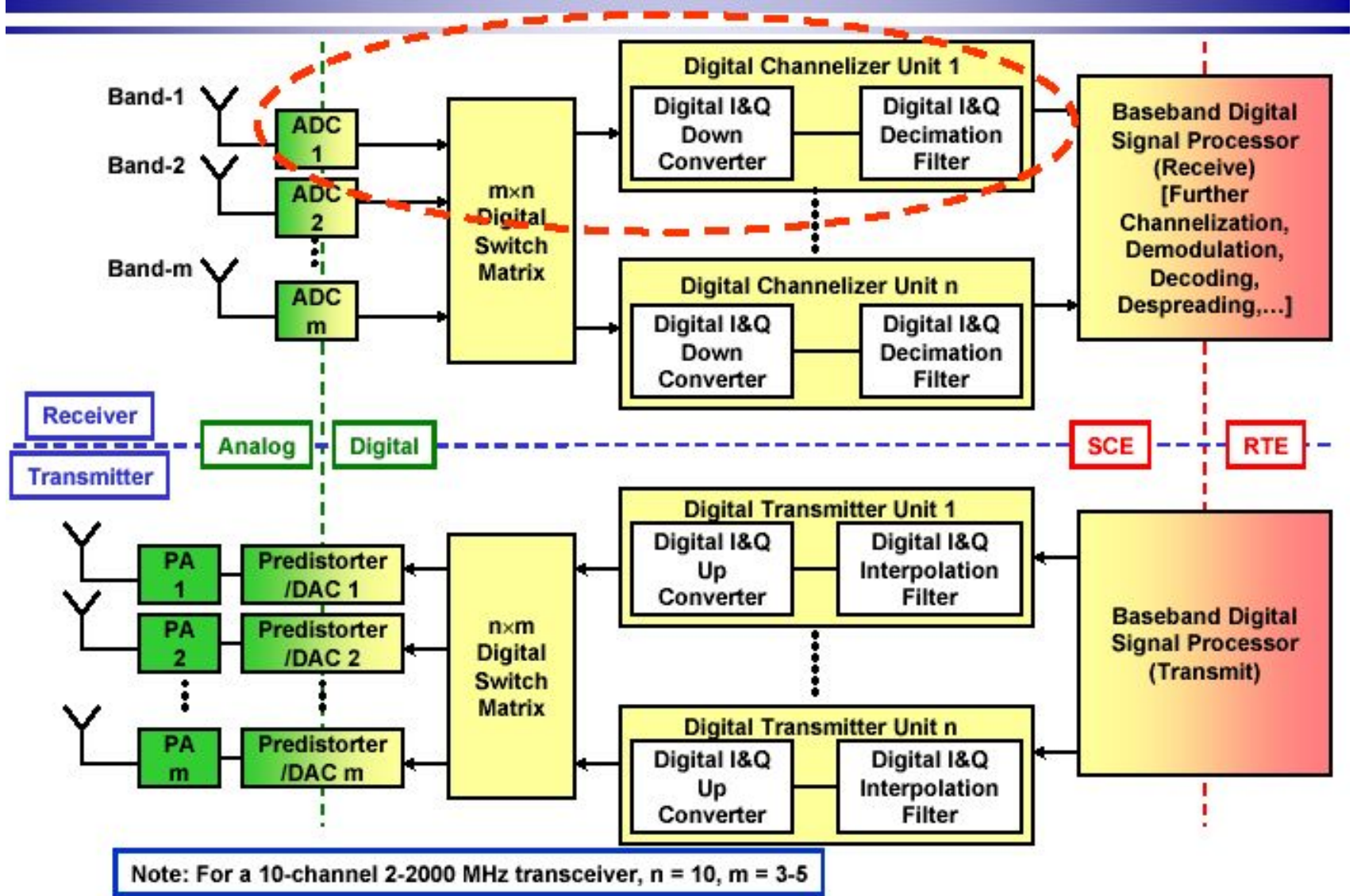


Requires high-speed ADC and logic – a good match for RSFQ

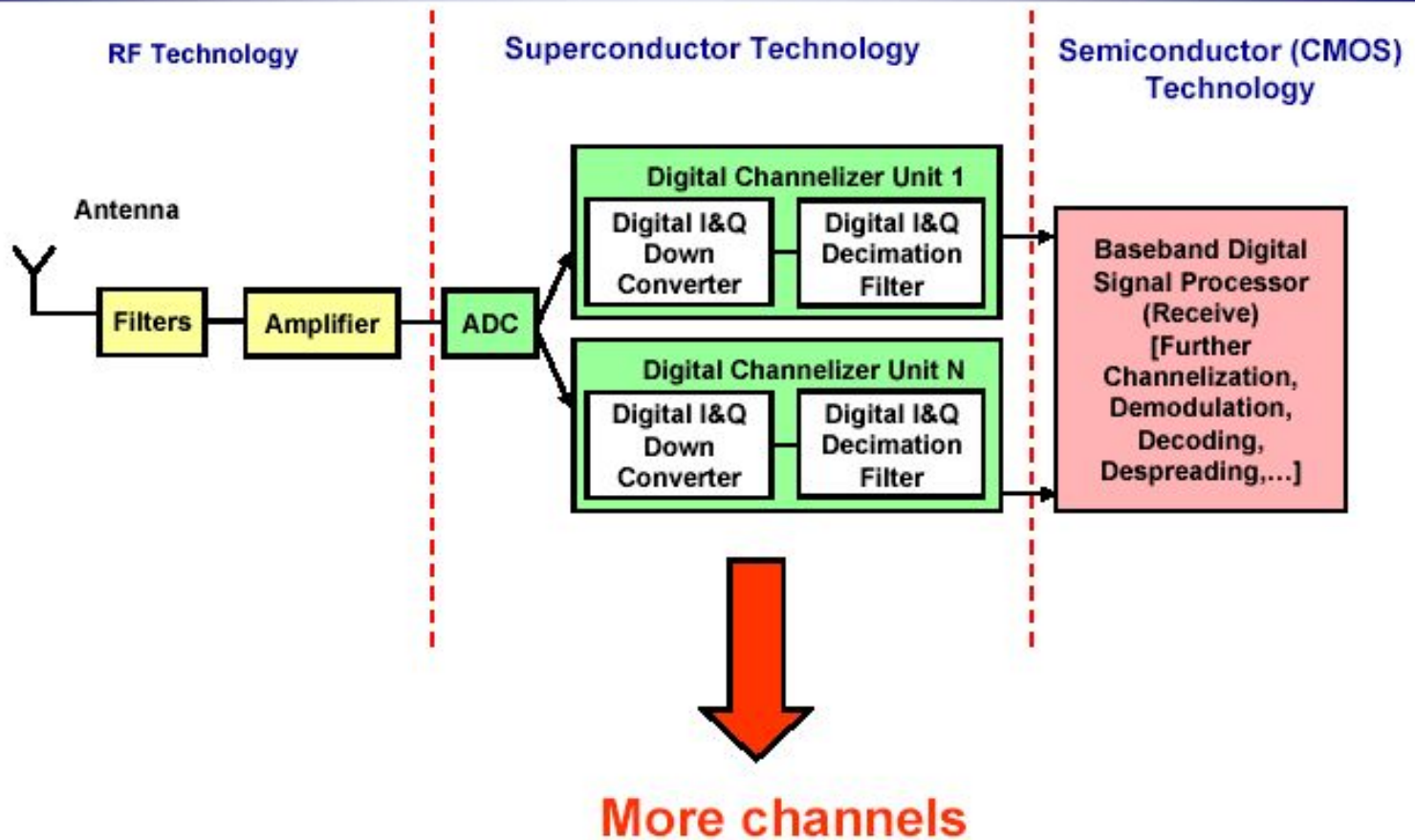
Digital-RF Architecture



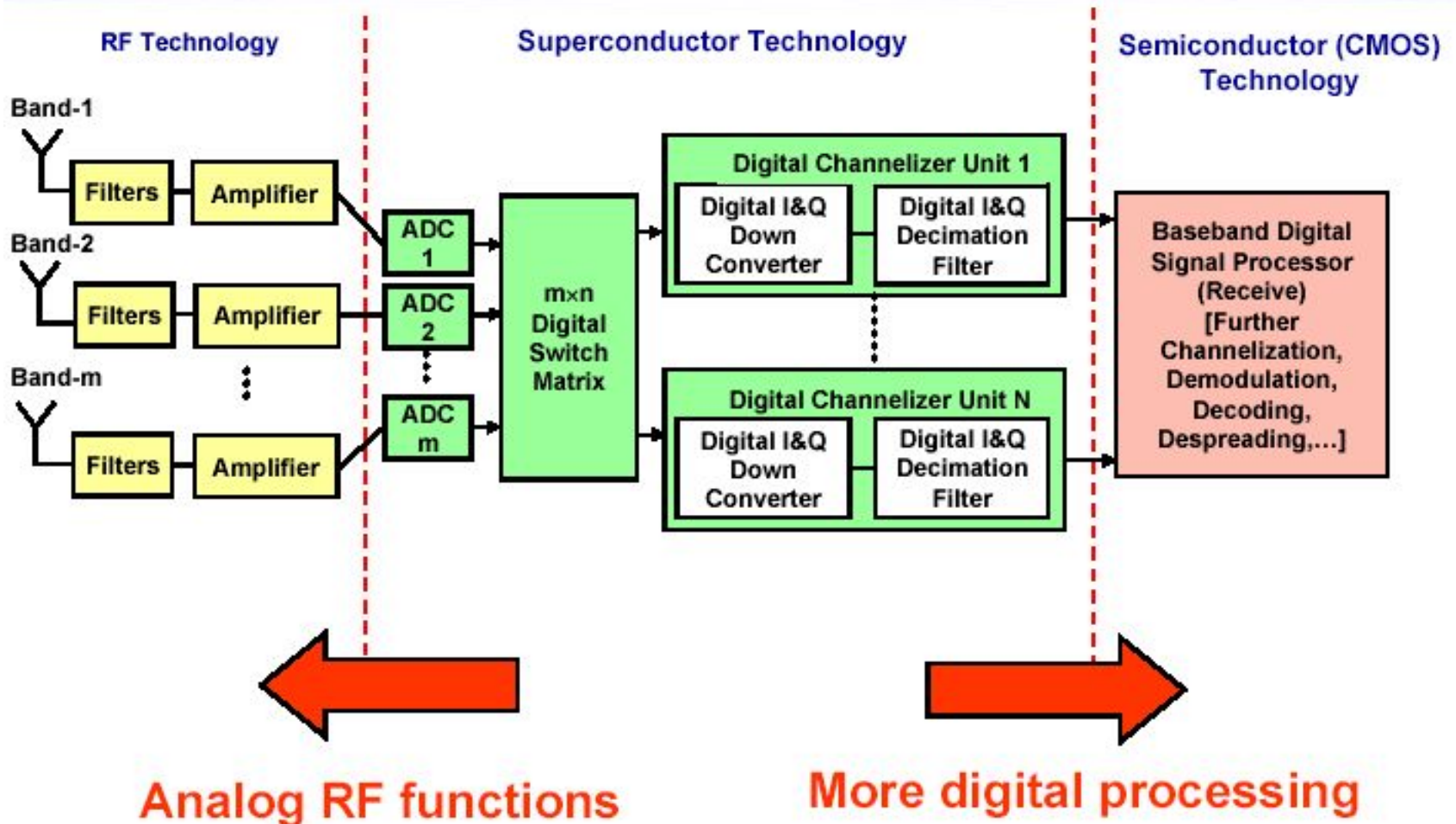
Multi-band, Multi-channel Digital-RF Transceiver



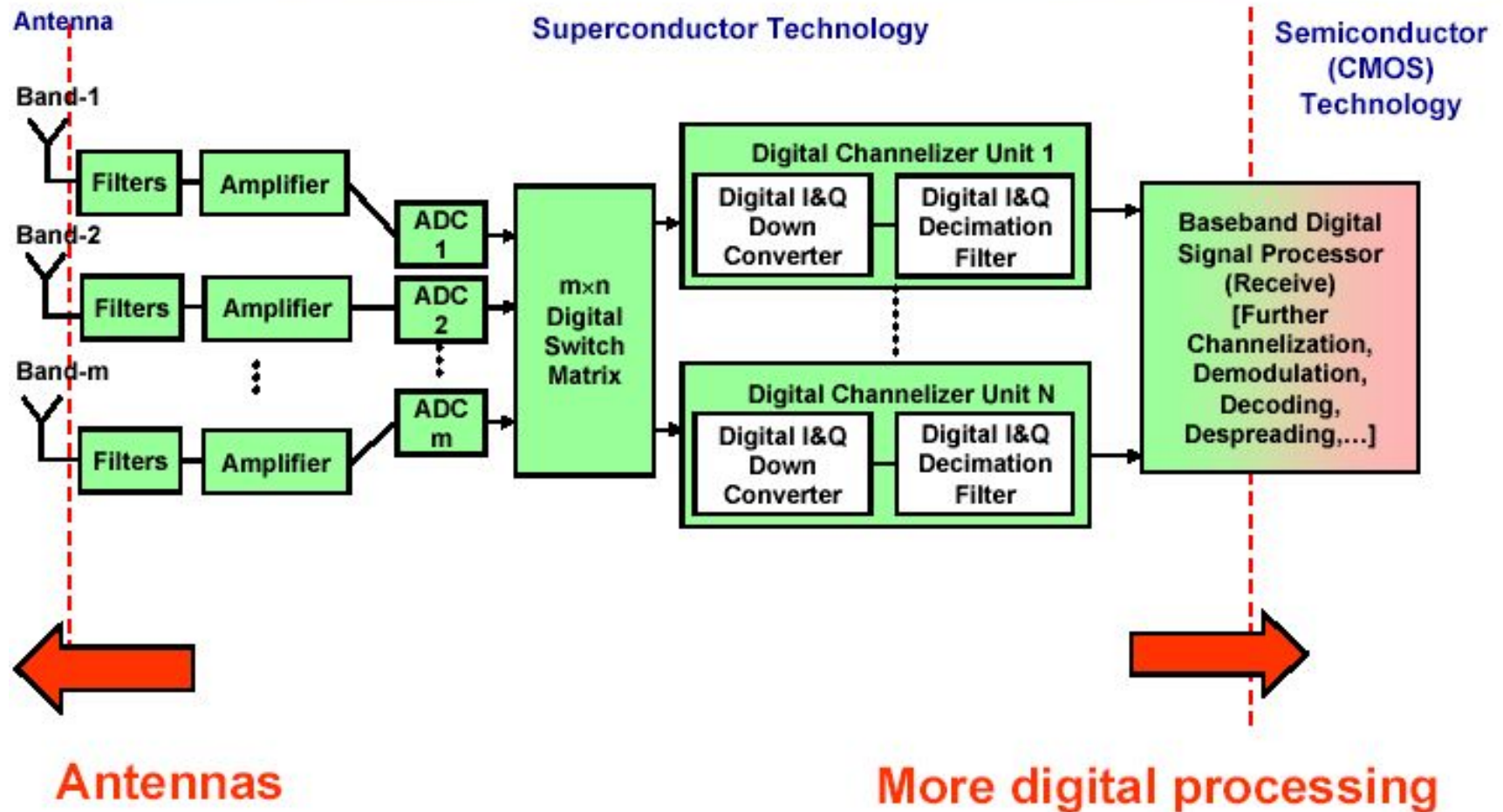
Development Strategy: SCE Technology Insertion



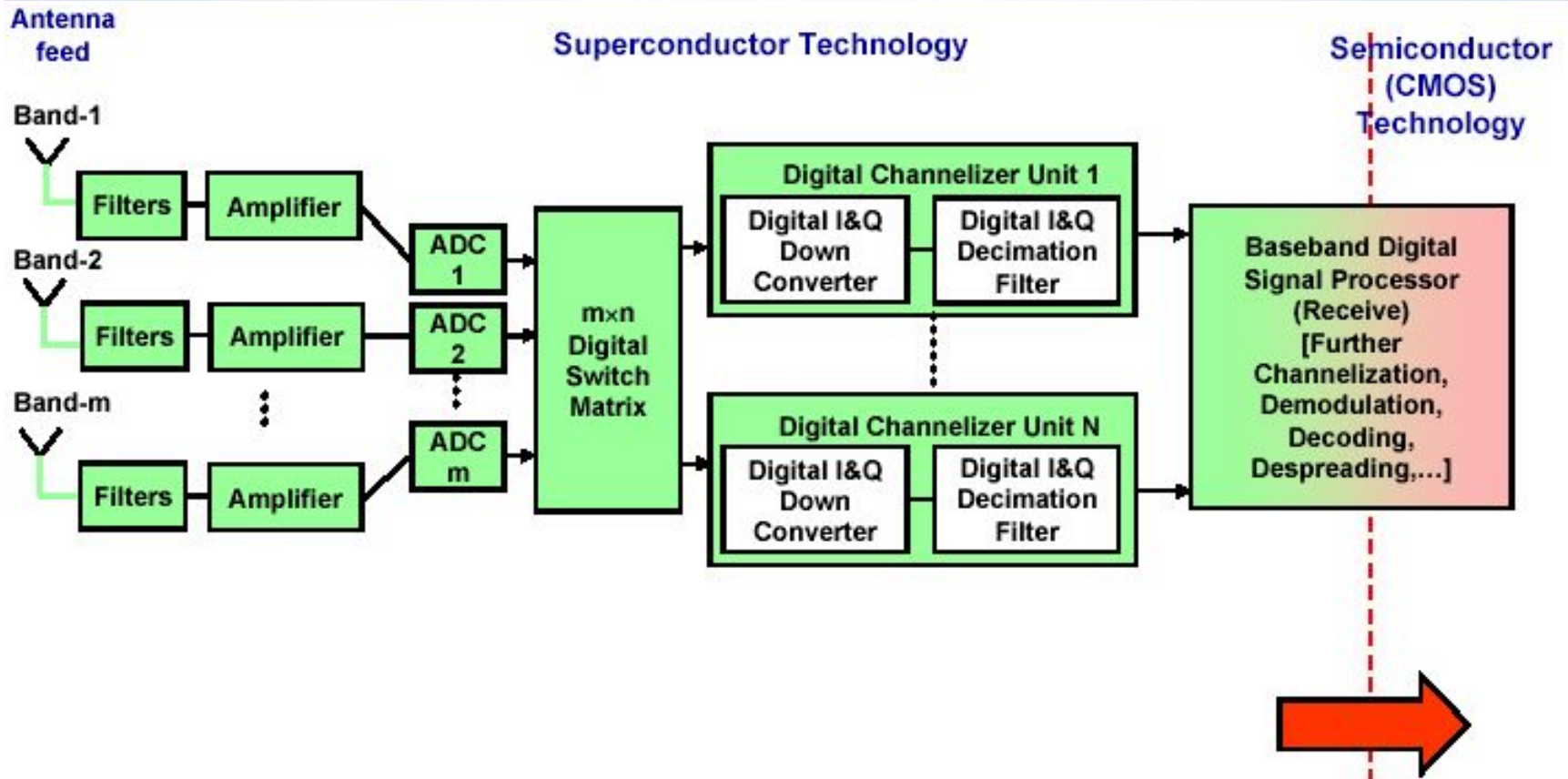
Development Strategy: SCE Technology Expansion



Development Strategy: SCE Technology Expansion



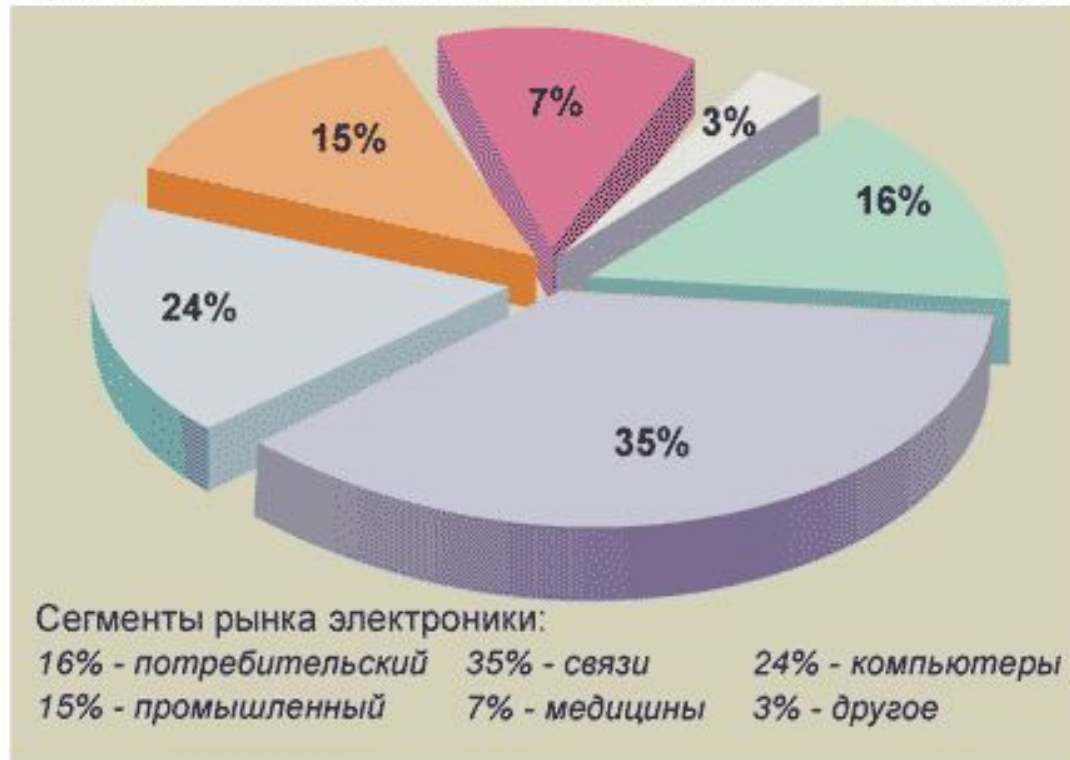
Superconductor Technology Expansion



Ever More digital processing...

СТРУКТУРА РЫНКА ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ И ОБОРУДОВАНИЯ

Суммарный объем рынка в 1998 году - 21 миллиард долларов



“ЖИВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА РОССИИ”

Структура рынка электронных систем и оборудования в России на 1998 год.
Журнал «Живая электроника России».

Министерство обороны США, например, финансирует программу создания “Smart dust” - умной пыли, т.е. большого семейства микророботов, размером в пылинку, которые смогут, рассыпавшись над территорией противника, проникать во все щели, каналы связи, создавать свою сеть, собирать и передавать оперативную информацию, проводить спецоперации и т.д.

Есть и более гуманистические проекты: создать специальные микророботы-“доктора”, которые будут сочетать функции диагноста, терапевта и хирурга, перемещаясь по кровеносной, лимфатической или другой системе человека. Уже изготовлены образцы таких роботов, имеющих все функциональные узлы и размеры около 1 мм, и существует реальная перспектива уменьшения их размеров до микронного и субмикронного уровня.

Ключевые технологии и материалы всегда играли большую роль в истории цивилизации, выполняя не только узко производственные функции, но и социальные. Достаточно вспомнить, как сильно отличались каменный и бронзовый века, век пара и век электричества, атомной энергии и компьютеров. По мнению многих экспертов, XXI в. будет веком нанонауки и нанотехнологий, которые и определят его лицо. Воздействие нанотехнологий на жизнь обещает иметь всеобщий характер, изменить экономику и затронуть все стороны быта, работы, социальных отношений. С помощью нанотехнологий мы сможем экономить время, получать больше благ за меньшую цену, постоянно повышать уровень и качество жизни.



Прогноз развития рынка продукции нанотехнологии на 2015 г.

Вот как формулирует грядущие благодаря нанотехнологиям перемены сотрудник Института глобального прогнозирования (Institute For Global Future, USA) Дж.Кэнтон:

- наноэнергетика сделает мир более чистым в результате разработки новых типов двигателей, топливных элементов и транспортных средств;
- сформируется новая экономика, основанная на нанотехнологиях и нанопродуктах. Е-бизнес (электронно-информационный) уступит лидирующие позиции NT-бизнесу (нанотехнологическому);
- быстрое развитие нанопромышленности потребует коренной перестройки системы образования на всех уровнях;
- потребительские и промышленные товары станут более долговечными, качественными и компактными, а вместе с тем и более дешевыми;
- медицинское обслуживание будет более доступным и эффективным. Появятся новые лекарственные препараты и диагностические средства. Нанобиотехнология сделает жизнь людей более здоровой и продолжительной;
- новые подключенные к Интернету устройства, объединяющие функции телефона, телевизора и компьютера, образуют глобальную систему связи, которая объединит всех, везде и всегда;