

Опыт Штерна – Герлаха (1922г.).

Пучок атомов серебра пролетает через неоднородное магнитное поле и расщепляется на два пучка. Атом серебра имеет спин $1/2$. Позднее опыт был повторен с другими атомами, с электронами, с протонами.

Если проверить с помощью прибора Штерна – Герлаха вертикальную проекцию спина атома серебра, а затем для одного из двух пучков проверить горизонтальную проекцию спина, то опять получатся два пучка. Если взять один пучок и снова проверить вертикальную проекцию спина, то опять получатся два пучка.

То есть макроскопический прибор не столько измеряет какую-либо физическую величину квантового объекта, сколько формирует состояние с определенным значением этой физической величины. Формирует с разными вероятностями, которые определяются квадратом модуля коэффициента разложения волновой функции объекта, какой она была до измерения, по собственным волновым функциям оператора измеряемой величины.

Перепутанные состояния. Парадокс Эйнштейна, Подольского, Розена (ЭПР).

Рассмотрим мысленный эксперимент. Пусть некоторая частица с нулевым спином распадается на две частицы со спином одна вторая каждая. Частицы летят в противоположных направлениях и спины этих двух частиц обязаны быть противоположно направлены.

На большом расстоянии от места распада установлены два прибора Штерна – Герлаха для измерения проекции спина этих двух частиц на одно и то же направление. Будут ли эти приборы иногда показывать одинаковую проекцию спина или проекции всегда будут противоположны?

Казалось бы, если две частицы вылетают с противоположными спинами, то и приборы Штерна – Герлаха всегда должны давать противоположные значения проекции.

А что будет, если частицы разлетаются в направлении оси Z с противоположными проекциями на направление оси Y , а измеряются проекции на ось X ? Если частица имеет определенную проекцию на ось Y , то проекция на ось X будет иметь два равновероятных значения. Тогда, казалось бы, проекции спинов двух частиц на ось X иногда будут совпадать. Именно так считал Эйнштейн (статистическая интерпретация). Согласно современным представлениям квантовой механики — не будут совпадать никогда (копенгагенская трактовка).

Согласно современным представлениям две частицы вылетают с нулевым суммарным спином, но каждая из них не имеет определенной проекции спина ни на одно направление. Другими словами. Если вы пытаетесь измерить проекцию спина одной из частиц на любое направление, то только в этот момент обе частицы получают противоположные значения проекции именно на это направление. В момент распада исходной частицы не было известно, на какое направление позднее будут измерять проекцию спина. Поэтому исходная частица не может распасться на две частицы с противоположными проекциями

именно на это направление. Противоположными именно для этого направления они становятся только в момент измерения проекции одной из частиц.

При этом современная теория утверждает, что эта как бы информация о том, на какое направление измеряют проекцию спина одной из частиц, передается второй частице мгновенно, а не со скоростью света.

Белл придумал неравенство (неравенство Белла), которое должно выполняться в любом случае, если то, как каждая из двух частиц должна взаимодействовать с прибором Штерна – Герлаха, задано в момент разлета частиц. Причем неравенство не выполняется, если при измерении проекции спина одной частицы далеко от места разлета вторая мгновенно оказывается в состоянии с противоположной проекцией спина именно на это направление. Экспериментальные проверки неравенства Белла показывают, что оно нарушается, то есть справедлив второй вариант с мгновенной передачей информации ко второй частице.

Исторически парадокс Эйнштейна Подольского Розена выглядел несколько иначе.

Одно замечание по поводу суперпозиционных состояний.

Рассмотрим некоторый переход между уровнями энергии атома. Частота спонтанных переходов сверху вниз определяет ширину спектральной линии излучения. Пусть для простоты атомы имеют очень низкие скорости и эффектом Доплера можно пренебречь.

Пропустим через среду из этих атомов строго монохроматическое лазерное излучение, частота которого попадает в контур спектральной линии поглощения на рассматриваемом переходе.

Будет ли излучение этих атомов вбок иметь первоначальную спектральную ширину линии излучения или излучение вбок будет строго монохроматическим, как и лазерное излучение?

Оказывается, что излучение вбок будет строго монохроматическим. Дело в том, что не будет последовательного поглощения и излучения фотонов. Каждый атом постоянно будет находиться в суперпозиционном состоянии, постоянно будет иметь осциллирующий дипольный момент, и постоянно будет излучать во все стороны.

Сжатое состояние света.

Напомним соотношения неопределенности Гейзенберга. Соотношение между энергией и временем $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$, соотношение между проекцией импульса и координатой $\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$.

Аналогичное соотношение неопределенности существует между числом фотонов в одном объеме когерентности и фазой светового поля. Это соотношение удобнее записать, как соотношение неопределенности между двумя амплитудами светового поля E_{01} и E_{02} с колебаниями, сдвинутыми по

фазе друг относительно друга на $\frac{\pi}{2}$. Световое поле может быть представлено в следующем виде:

$$E(t) = E_{01} \cos(\omega t) + E_{02} \sin(\omega t).$$

В вакууме световое поле можно записать в виде выражения:

$$E(t) = \sqrt{\frac{8\pi\hbar\omega}{V}} (\alpha_1 \cos(\omega t) + \alpha_2 \sin(\omega t)).$$

Здесь коэффициент под корнем подобран таким образом, что сумма квадратов коэффициентов при амплитудах пропорциональна амплитуде светового поля величина $\alpha^2 = \alpha_1^2 + \alpha_2^2 = \frac{W}{\hbar\omega}$ — это число фотонов в объеме V .

Здесь $\hbar\omega$ — энергия одного фотона, ω — циклическая частота света, $W = wV$ — энергия светового поля в том же объеме V ,

$$w = \frac{\langle E^2(t) \rangle}{8\pi} + \frac{\langle B^2(t) \rangle}{8\pi} = \frac{\langle E^2(t) \rangle}{4\pi} = \frac{E_0^2}{8\pi} \text{ — объемная плотность энергии.}$$

Будем далее считать, что V — объем когерентности.

Для обычного света соотношение неопределенности для числа фотонов в объеме когерентности и фазы светового поля может быть записано в следующем виде:

$$\langle (\Delta\alpha_1)^2 \rangle + \langle (\Delta\alpha_2)^2 \rangle \geq \frac{1}{2},$$

что следует из теории вторичного квантования (квантования светового поля).

Теория квантования света строится по аналогии с квантовым описанием гармонического осциллятора. Рассмотрим в качестве осциллятора груз, висящий на пружинке. В результате квантового рассмотрения осциллятора можно получить, что возможные уровни энергии осциллятора имеют вид $W_n = \frac{1}{2}h\nu + nh\nu$, где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ — целое число, ν — резонансная частота колебаний осциллятора.

Нижний уровень энергии осциллятора оказывается отличным от нуля $W_0 = \frac{1}{2}h\nu$. Это связано с соотношением неопределенности Гейзенберга

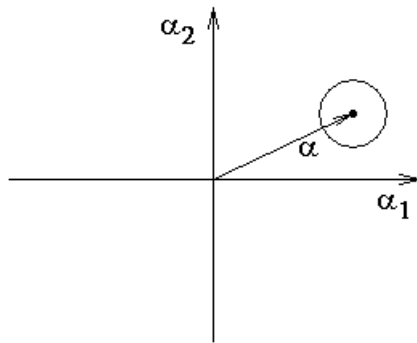
$\Delta p_y \Delta y \geq \frac{\hbar}{2}$. Согласно этому соотношению грузик осциллятора не может полностью остановиться, так как в этом случае оказалось бы, что $\Delta y = 0$. Со средним квадратом импульса связан средний квадрат кинетической энергии, а со средним квадратом отклонения от равновесия связано среднее значение потенциальной энергии. В результате среднее значение полной энергии

осциллятора в нижнем энергетическом состоянии отлично от нуля и равно $W_0 = \frac{1}{2}h\nu$.

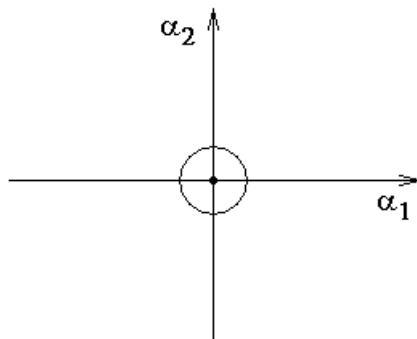
Уравнения для светового поля оказываются очень похожими на уравнения для осциллятора. По этой причине считают, что энергия светового поля в каждом объеме когерентности $W_n = \frac{1}{2}h\nu + nh\nu$, и минимальная энергия в каждом объеме когерентности $W_0 = \frac{1}{2}h\nu$. Отсюда и следует соотношение

$$\langle (\Delta\alpha_1)^2 \rangle + \langle (\Delta\alpha_2)^2 \rangle \geq \frac{1}{2}.$$

Введем в рассмотрение плоскость с координатами α_1 и α_2 . На этой плоскости границу неравенства можно отобразить, как окружность с радиусом $\alpha_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$:

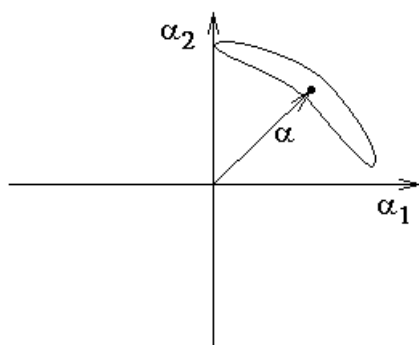


Если света совсем нет, то в каждом объеме когерентности, тем не менее, содержится энергия светового поля $\langle \alpha_1^2 \rangle + \langle \alpha_2^2 \rangle = \frac{1}{2}$ равная энергии половины фотона $\frac{\hbar\omega}{2}$:



Это та самая энергия вакуума, под действием которой происходят спонтанные переходы с возбужденных уровней энергии на более низкие уровни с одновременным излучением кванта света аналогично вынужденным переходам под действием света.

Оказывается границу неравенства на плоскости α_1 и α_2 можно сжать, но только так, что площадь внутри границы не изменится:



На этом рисунке неопределенность амплитуды поля и, соответственно, числа фотонов уменьшилась ценой увеличения неопределенности фазы светового поля. Здесь фаза — это угол поворота на плоскости α_1, α_2 .

Создать такое сжатое состояние света можно, например, с помощью среды, показатель преломления которой зависит от амплитуды световой волны $n = n_0 + n_2 E_0^2$.

Пусть с ростом амплитуды показатель преломления уменьшается. Есть эксперимент, в котором излучение лазера пропускается через длинное стекловолокно из такого материала. Если амплитуда света на входе в волокно испытывает случайное увеличение, то показатель преломления волокна уменьшается, что приводит к увеличению фазовой скорости света в веществе. При этом излучение лазера, вышедшее из него в единицу времени, занимает в стекловолокне объем с большей длиной. Следовательно, уменьшается объемная плотность энергии светового поля, и амплитуда поля обратно уменьшается.

Таким образом, случайное увеличение амплитуды поля ведет к его уменьшению. В результате формируется свет, сжатый по амплитуде.

Оптическая гребенка.

Если показатель преломления $n = n_0 + n_2 E_0^2$, наоборот, возрастает с увеличением амплитуды поля, то свет старается собраться в короткие мощные импульсы.

Лазеры на титанате сапфира самосинхронизируются из-за индуцированной собственным излучением оптической линзы, которая уменьшает потери излучения, когда все лазерные моды синхронизированы и образуют "оптическую пулю" в активной среде.

Титанат сапфира — это сапфир (точнее корунд Al_2O_3) легированны атомами титана Ti.

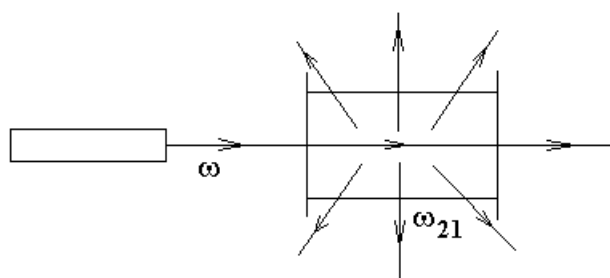
Импульсное лазерное излучение пропускают через специальное волокно, которое собирает свет в еще более короткие импульсы. В результате на входе в волокно имеются короткие импульсы красного света с длиной волны 0.7 — 0.85 мкм, а на выходе — белый свет, который просто воспринимается глазом, как белый. Это и есть оптическая гребенка.

Оказывается, что это импульсное излучение автоматически стабилизируется по фазе относительно начала импульса. В результате без активной стабилизации частоты ширина линии оптической гребенки составляет 3–10 кГц. Активная стабилизация частоты генерации лазера позволяет сделать ширину линии гребенки еще гораздо меньше.

Метод оптической гребенки позволяет проводить измерения с точностью больше 18 знаков.

Лазерное охлаждение.

Рассмотрим оптическую схему опыта.



Пусть частота излучения лазера ω меньше центральной частоты линии поглощения ω_{21} , но их разница не превышает доплеровскую ширину спектральной линии. Поглощенный средой свет частично переизлучается вдоль луча, и частично излучается спонтанно равновероятно во все стороны. Нам будет интересно только спонтанное излучение во все стороны.

Для молекул резонансно поглощающих свет:

$$\begin{cases} \omega < \omega_{21} \\ \omega - kV_z = \omega_{21} \end{cases} \Rightarrow V_z = \frac{\omega - \omega_{21}}{k} < 0.$$

То есть свет поглощают молекулы, летящие навстречу лучу.

В этом случае происходит лазерное охлаждение газа.

Явление охлаждения можно объяснить двумя способами.

1). Объяснение лазерного охлаждения через рассмотрение импульса.

Свет поглощается молекулами, летящими навстречу лучу. При поглощении света молекулы испытывают отдачу и замедляются. То есть импульс фотона складывается с лучевой проекцией импульса молекулы и в результате лучевая проекция импульса уменьшается по модулю.

При излучении света молекулы газа снова испытывают отдачу, но спонтанное излучение равновероятно по направлениям. Поэтому импульс молекулы при излучении фотона почти равновероятно уменьшается и увеличивается.

В результате двух актов, поглощения фотона и спонтанного излучения фотона, модуль импульса молекулы в среднем уменьшается. Уменьшение импульса — это уменьшение кинетической энергии молекул, а средняя

кинетическая энергия связана с температурой соотношением $\langle E_{кин} \rangle = \frac{3}{2} k_B T$.

Уменьшение кинетической энергии молекул — это охлаждение газа.

2). Объяснение лазерного охлаждения через рассмотрение энергии.

Частота генерации лазера по условию эксперимента меньше частоты перехода $\omega < \omega_{21}$. Следовательно, $\hbar\omega < \hbar\omega_{21}$, где $\hbar\omega$ — энергия поглощенного фотона, а $\hbar\omega_{21}$ — средняя энергия излученного фотона, которая имеет одинаковую величину в системе отсчета молекулы и в лабораторной системе отсчета.

И действительно. В системе отсчета молекулы поглощается и излучается одна и та же энергия $\hbar\omega_{21}$, но при переходе в лабораторную систему отсчета поглощаемый и излучаемый свет испытывают разный доплеровский сдвиг. Излучаемый молекулой свет произвольным образом ориентирован относительно скорости молекулы, поэтому доплеровский сдвиг частоты излучения при переходе в лабораторную систему отсчета почти равновероятен в сторону уменьшения и в сторону увеличения частоты. Частота излучения, при этом, в системе отсчета молекулы равна ω_{21} , а в лабораторной системе отсчета частота излучения в среднем равна ω_{21} .

Поглощается свет лазера с частотой $\omega < \omega_{21}$, так как другой частоты в излучении лазера нет по условию. В результате на каждой паре процессов поглощения и излучения света молекула в лабораторной системе отсчета получает энергию $\hbar\omega$ меньше, чем в среднем излучает $\hbar\omega_{21}$. Молекула в среднем теряет энергию, и газ охлаждается.

Рассмотрим предел лазерного охлаждения.

Качественно предел охлаждения связан с тем, что при низкой температуре при поглощении фотона молекула может совсем остановиться за счет отдачи. Тогда при излучении фотона молекула снова приобретет прежний импульс, и температура газа не уменьшится.

В этом случае импульс фотона $\frac{h\nu}{c}$ равен импульсу молекулы p . Через средний импульс молекулы можно выразить кинетическую энергию молекулы $\frac{p^2}{2m}$, которая связана с температурой газа:

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{3}{2} k_B T.$$

Подставим сюда импульс фотона $p = \frac{h\nu}{c}$ и получим $T = \frac{h^2 \nu^2}{3k_B m c^2}$.

Подставим численные значения:

$mc^2 \approx A \cdot 10^9 \text{ эВ} \approx A \cdot 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$, где A — вес молекулы в атомных единицах. Например, для молекулы водорода $A = 2$.

$$h\nu \approx 6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 6 \cdot 10^{14} \approx 4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж},$$

$$k_B \approx 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}, \text{ тогда}$$

$$T \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{1.6 \cdot 10^{-38}}{A \cdot 1.6 \cdot 10^{-10} \cdot 1.38 \cdot 10^{-23}} \approx \frac{1}{40000A} (\text{К}).$$

Найдем, какая скорость молекул соответствует этой температуре:

$$U = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \approx \frac{0.6}{\sqrt{A}} \left(\frac{\text{м}}{\text{с}} \right).$$

Дальнейшее охлаждение газа возможно по принципу охлаждения открытого стакана с водой. С поверхности воды вылетают преимущественно молекулы, которые случайно получили бóльшую энергию, чем средняя энергия молекул воды. В таком случае средняя энергия оставшихся молекул уменьшается, и температура воды в стакане оказывается меньше температуры окружающего воздуха.

Роль стакана при лазерном охлаждении играет потенциальная яма. Объемная решетка из таких потенциальных ям создается в пространстве шестью лазерами, которые парами светят навстречу друг другу, формируя три взаимно ортогональных стоячих волны. Молекулы втягиваются в пучности светового поля, так как энергия наведенного диполя в электрическом поле

равна $W = -\frac{1}{2}(\vec{p}, \vec{E})$. Наведенный световым полем диполь пропорционален

полю $\vec{p} = \alpha \vec{E}$. Тогда энергия наведенного диполя в световом поле $W = -\frac{1}{2} \alpha p^2$.

Сила равна минус градиенту потенциальной энергии $\vec{F} = -\vec{\nabla} W = \frac{1}{2} \alpha \cdot \vec{\nabla} (E^2)$.

Градиент E^2 направлен в сторону увеличения электрического поля, то есть молекула втягивается в поле световой волны.

Таким образом, шесть лазеров формируют систему потенциальных ям, в которых скапливаются молекулы охлажденного лазером газа.

Излучение лазеров при этом далеко отстоит по частоте от линии поглощения газа. То есть обсуждаемое выше лазерное охлаждение газа прекращено.

В каждой пучности светового поля собирается много молекул газа. Молекулы, находясь в потенциальной яме, толкают друг друга. Получая случайным образом в результате столкновений достаточную энергию, молекула вылетает из потенциальной ямы, унося с собой энергию выше среднего уровня энергии молекулы в яме.

Тогда у молекул, оставшихся в потенциальной яме, уменьшается средняя энергия, и газ в этой потенциальной яме испытывает дальнейшее охлаждение. Лишние молекулы откачиваются насосом.

Полупроводниковая электроника.

Полупроводники n-типа и полупроводники p-типа.

Типичные полупроводники 4-х валентны: Si, Ge. В чистых полупроводниках проводимость настолько мала, что проводимость реального полупроводника всегда определяется его примесями.

Добавление примесей — легирование полупроводника.

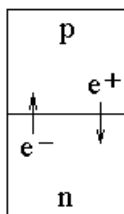
Если примесь 5-и валентна, то атом примеси имеет лишний электрон, который легко отрывается и начинает блуждать по полупроводнику. Получается полупроводник n-типа. У него негативные носители тока, поэтому полупроводник n-типа.

Если примесь 3-х валентна, то к атому примеси легко прилипает лишний электрон. Недостаток электрона — дырка. Дырка перемещается от одного атома полупроводника к другому. Получается полупроводник p-типа. У него позитивные носители тока, поэтому полупроводник p-типа.

Полупроводниковый диод.

Рассмотрим, что происходит при соприкосновении полупроводника n-типа и полупроводника p-типа.

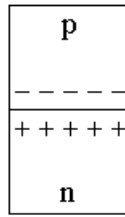
Электроны диффундируют через контакт двух полупроводников из полупроводника n-типа в полупроводник p-типа. Дырки диффундируют во встречном направлении из p в n полупроводник.



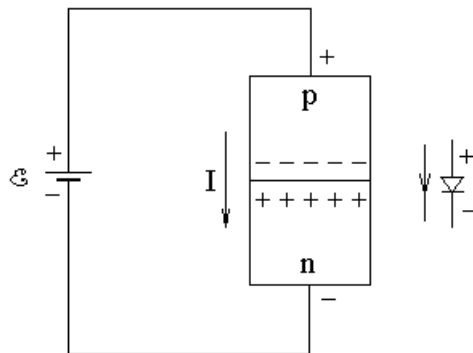
Электроны в чужом для них полупроводнике p-типа называют неосновными носителями тока, как и дырки в полупроводнике n-типа. Неосновные носители тока в чужом для них полупроводнике встречаются с основными носителями и рекомбинируют. При рекомбинации пропадает один электрон и одна дырка. Освободившаяся энергия излучается в виде кванта света, поэтому каждый диод одновременно является светодиодом только обычно в инфракрасной области.

При диффузии в чужой полупроводник носители тока переносят через границу заряд. Электроны и дырки диффундируют навстречу друг другу, но силы тока при этом направлены в одну сторону и складываются.

В результате рекомбинации в области контакта уменьшается концентрация носителей тока и появляется слой, обедненный носителями.



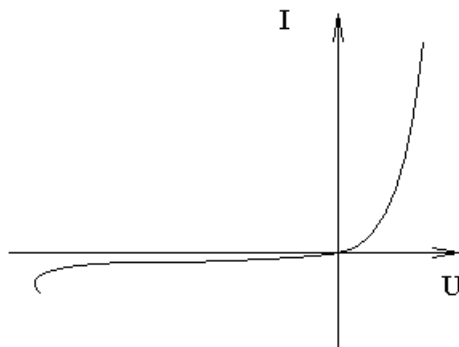
Рекомбинируя в чужом полупроводнике, неосновные носители оставляют перенесенный через контакт заряд. В области контакта появляется двойной электрический слой, похожий на заряженный конденсатор. Как и на конденсаторе, на двойном слое происходит падение напряжения. Это напряжение возрастает до тех пор, пока оно не останавливает диффузию оставшихся носителей тока через контакт.



Если к контакту приложить внешнее электрическое поле, которое уменьшает контактное напряжение, то диффузия носителей тока возобновляется. Через контакт течет ток.

Если к контакту приложить внешнее электрическое поле, которое увеличивает запирающее контактное напряжение, то тока нет.

То есть контакт двух полупроводников представляет собой диод. Он пропускает электрический ток в одну сторону и не пропускает в другую.



Отпирающее напряжение $U > 0$ называют напряжением в прямом направлении, оно вызывает ток, который хорошо подчиняется формуле:

$$I(U) = I_0 \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right),$$

где I_0 зависит от температуры T , коэффициент e в показателе экспоненты — модуль заряда электрона, k — постоянная Больцмана.

$$\frac{kT}{e} \approx 25 \text{ мВ.}$$

При увеличении отпирающего напряжения на 25 мВ ток через диод возрастает в e раз.

При постоянном токе через диод $I = const$ величина I_0 зависит от температуры так, что $U(T) \sim \frac{1}{T}$.

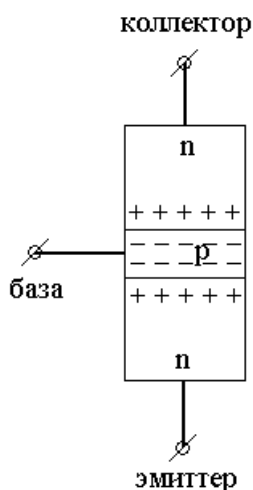
Характерное напряжение отпираения для кремниевых диодов 0.6 Вольт, для германиевых диодов (0.2 — 0.3) Вольта.

При большом запирающем напряжении происходит электрический пробой диода и, как правило, его тепловое разрушение.

Биполярный полупроводниковый транзистор.

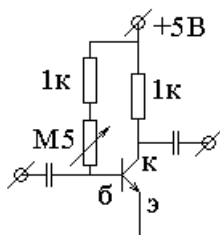
Биполярные транзисторы бывают n-p-n типа и p-n-p типа. n-p-n транзисторы имеют лучшие характеристики, поэтому чаще используются.

Рассмотрим n-p-n транзистор.



Транзистор — это два диода, которые включены последовательно навстречу друг другу, но включены так, что средний слой полупроводника p-типа очень тонкий. Толщина слоя гораздо меньше его ширины.

Два крайних полупроводника n-типа называются эмиттер (испускатель электронов) и коллектор (собиратель электронов). Средний полупроводник — база или управляющий электрод.



Рассмотрим типичную схему включения транзистора. Пусть эмиттер соединен с общим проводом схемы. На коллектор подадим положительное напряжение, например +5 Вольт, через небольшое (1 кОм) сопротивление. На базу относительно общего провода подадим небольшое положительное напряжение, для этого соединим базу с тем же источником напряжения, что и коллектор, но через заметно большее сопротивление (порядка 0.1 МОм). Буквы 'к' и 'М' в обозначении сопротивлений имеют смысл приставок "кило" и "мега" и одновременно имеют смысл десятичной запятой.

Напряжение между коллектором и базой запирает верхний р-п переход. Напряжение база – эмиттер отпирает нижний диод.

База — очень узкий слой полупроводника, поэтому большинство электронов по дороге от эмиттера на базовый электрод в своем случайном диффузном движении иногда близко подходят к контакту между базой и коллектором.

Переход база – коллектор заперт приложенным напряжением для основных носителей тока, но электроны из эмиттера на базе являются неосновными носителями, и для них напряжение база – коллектор не только не препятствует переходу через контакт, но и, наоборот, втягивает в верхний р-п переход.

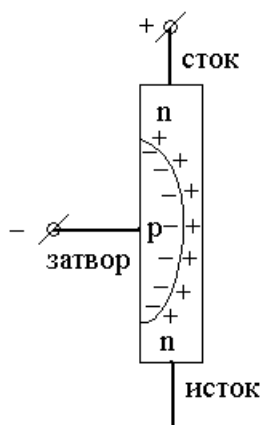
В результате ток коллектора в десятки, а то и сотни раз, превышает ток базы. Это и есть усиление транзистора по току.

Величину сопротивления в цепи базы обычно подбирают так, чтобы половина напряжения источника питания падала на сопротивлении в цепи коллектора, а другая половина — между коллектором и эмиттером.

Недорогой и достаточно универсальный (дежурный) биполярный транзистор российского или советского производства — КТ3102. Цена одного транзистора в розничной продаже в несколько раз меньше цены разового проезда в метро.

Полевой транзистор с р-п переходом.

Полевой транзистор, например, с n-каналом — это биполярный п-р-п транзистор, у которого между эмиттером п-типа и коллектором п-типа образовался тонкий канал того же п-типа.



Названия электродов полевого транзистора аналогичны по смыслу названиям электродов биполярного транзистора: вместо эмиттера, базы, коллектора здесь — исток, затвор, сток.

Полевой транзистор — это сопротивление управляемое запирающим напряжением на затворе. Сопротивление n-канала между истоком и стоком зависит от напряжения на затворе.

Понижение потенциала затвора относительно истока сильнее запирает диод между затвором и n-каналом. При этом в n-канале расширяется зона, обедненная носителями тока. Это приводит к увеличению сопротивления канала между стоком и истоком.

Дежурный полевой транзистор российского или советского производства — КП302. Цена одного транзистора втрое больше цены разового проезда в метро.