

Поглощение света свободными носителями в магнитном поле

Лекция 14

2019

Дополнительное магнитное поле

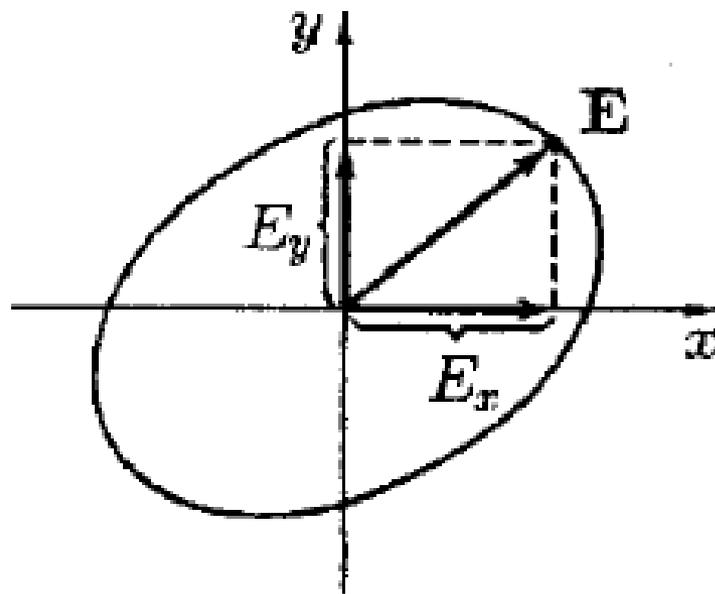
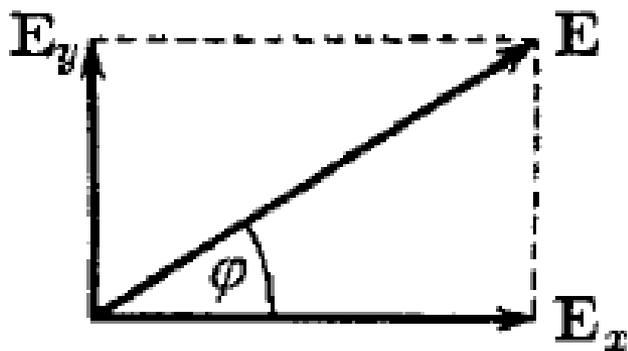
- Уже использовалось уравнение с полной силой Лоренца:

- $$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m^*} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) - \frac{\vec{v}}{\tau}$$

- Должен проявиться эффект Фарадея

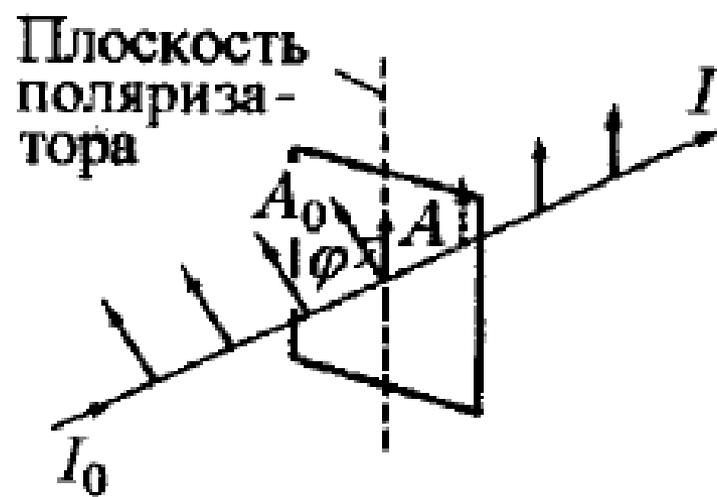
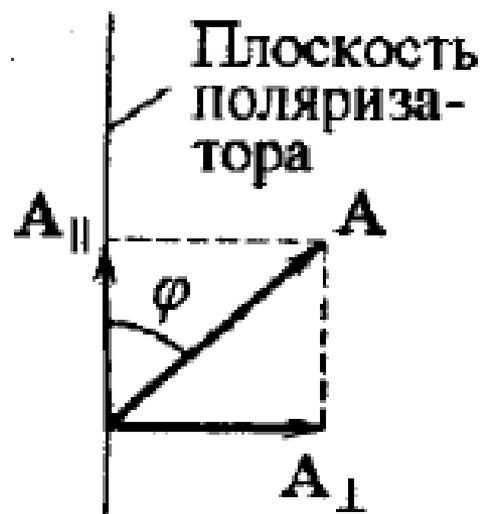
$$m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \vec{v}(t) = -e\vec{E}_0 \vec{e} e^{-i\omega t} - e\vec{v}(t) \times \vec{B}$$

Поляризованным называется свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-либо образом упорядочены.



Плоскость, в которой колеблется **световой вектор** в плоскополяризованной волне, называется плоскость колебаний.

- Перпендикулярная к ней плоскость, в которой колеблется вектор **H** , называется плоскость **поляризации**.
- Поляризаторы свободно пропускают колебания, параллельные плоскости, которая называется **плоскость поляризатора**.



Закон Малюса



Этьен Луи Малюс

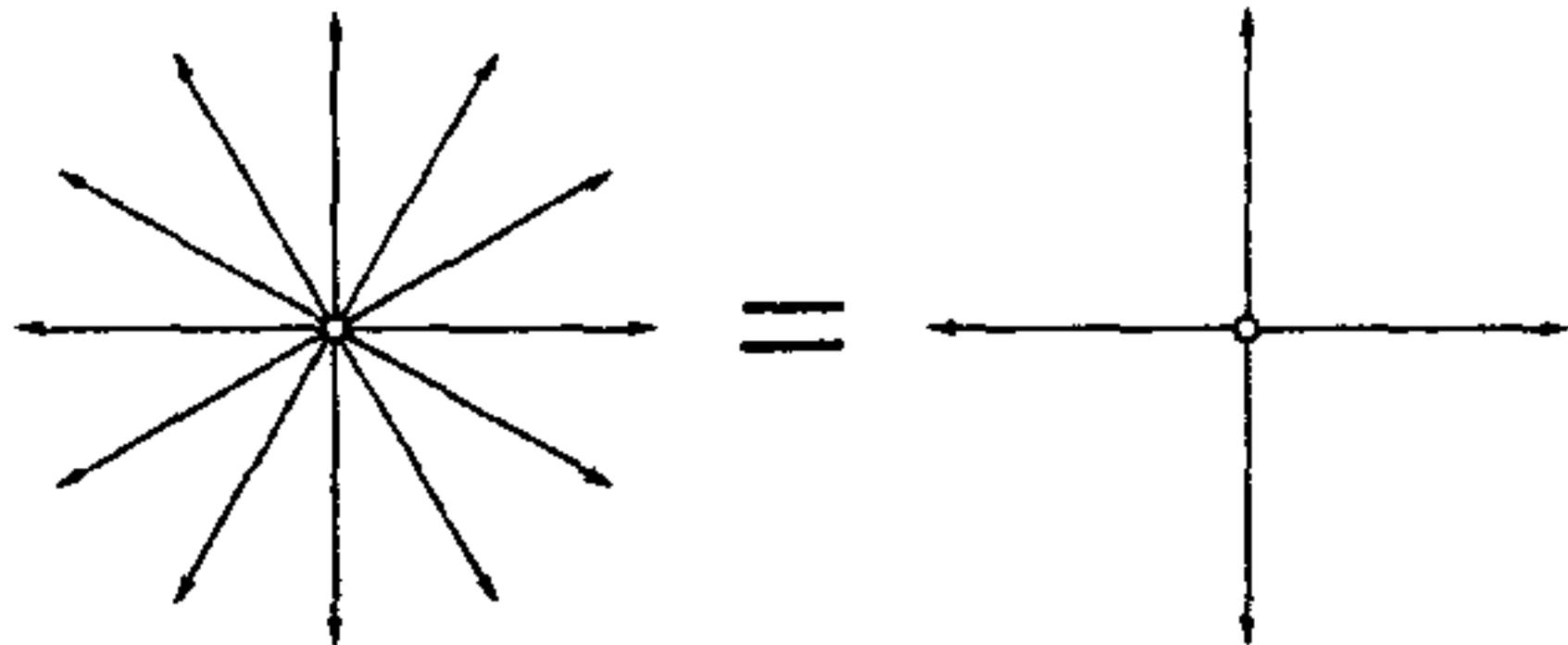
(фр. *Étienne Louis Malus*) (23 июля 1775 — 23 февраля 1812) — французский инженер, физик и математик.

$$A_{\parallel} = A \cos j$$

$$I = I_0 \cos^2 j \quad (1)$$

Естественный свет

- **Естественный свет** можно представить как суперпозицию (сумму) двух некогерентных плоскополяризованных волн с взаимно ортогональными плоскостями поляризации. Направление этих двух взаимно ортогональных плоскополяризованных волн совершенно несущественно.



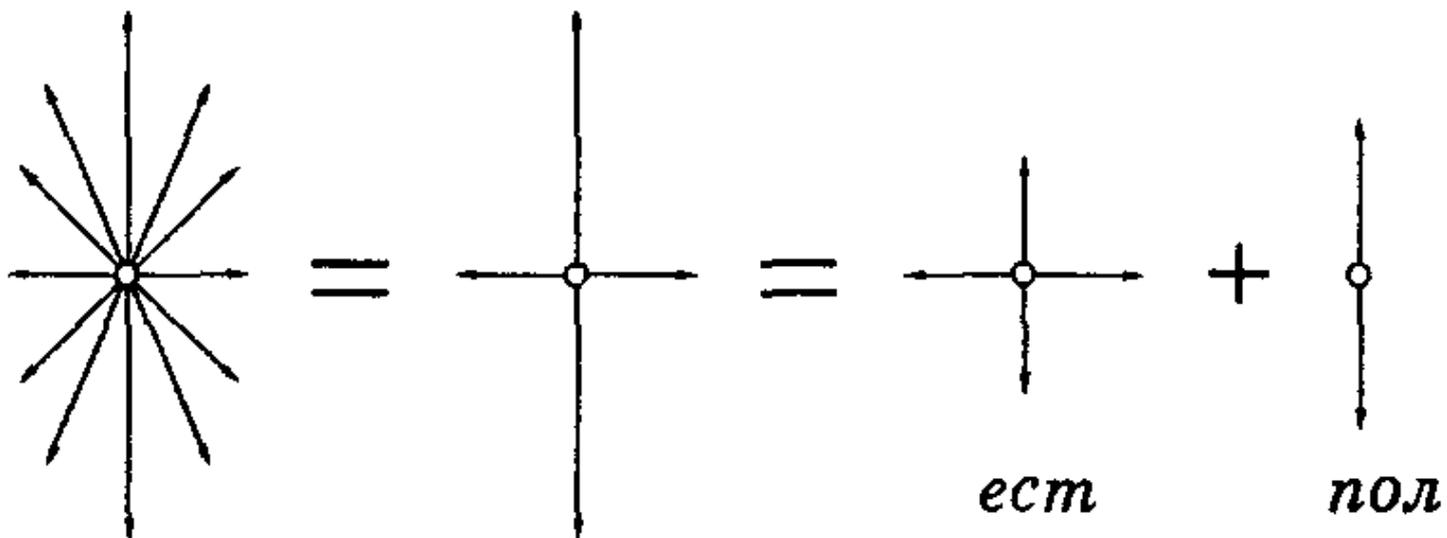
Поместим на пути луча естественного света два поляризатора. Второй поляризатор часто называют

- **анализатором**. Тогда интенсивность прошедшего света равна

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \varphi$$

Степень поляризации

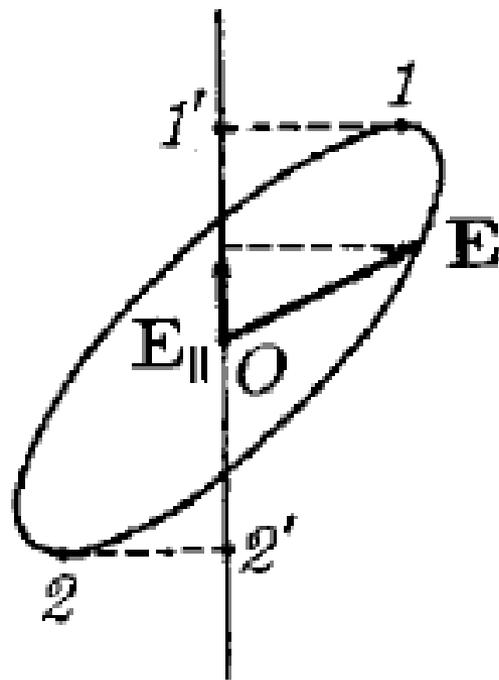
- Частично-поляризованный свет



Степень поляризации P

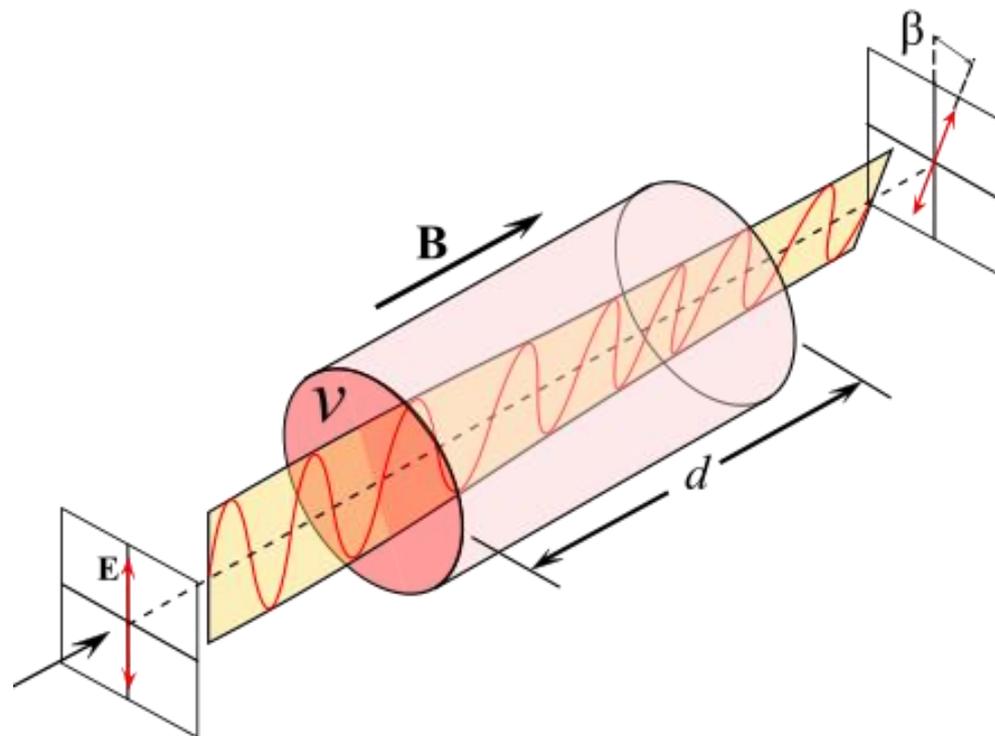
$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_n}{I_0}$$

Эллиптически поляризованный свет



Эффект Фарадея

- Эффект Фарадея (продольный магнитооптический эффект Фарадея) — магнитооптический эффект, который заключается в том, что при распространении линейно-поляризованного света через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле, наблюдается вращение плоскости поляризации света. Теоретически, эффект Фарадея может проявляться и в вакууме в магнитных полях порядка 10^{11} — 10^{12} Гс.



$$\Theta = \frac{\pi d (n_+ - n_-)}{\lambda} \approx \nu B d$$

В магнитном поле свободный электрон движется по спирали. Поэтому наиболее интересные явления будут иметь место, когда электрическое поле имеет круговую поляризацию – вращается вокруг \mathbf{B} . Поэтому сразу же положим, что магнитное поле направлено вдоль оси z, а

$$\vec{e} = \vec{e}_x + i\gamma\vec{e}_y, \gamma = \pm 1$$

Легко убедиться в том, что в зависимости от знака γ

$$\text{Re}(\vec{e}e^{-i\omega t}) = \vec{e}_x \cos(\omega t) - \gamma\vec{e}_y \sin(\omega t)$$

электрическое поле вращается в плоскости XY по часовой стрелке ($\gamma=1$) или против ($\gamma=-1$) часовой стрелки.

$$\begin{cases} \frac{m}{\tau}(1-i\omega\tau)v_x = -eE - \frac{e}{c}Hv_y \\ \frac{m}{\tau}(1-i\omega\tau)v_y = -i\gamma eE + \frac{e}{c}Hv_x \end{cases}$$

$$j_x = \sigma_0 \frac{1-i(\omega+\gamma\omega_c)\tau}{(1-i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2} E = \tilde{\sigma}E$$

где

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}$$

циклотронная частота. Проводимость σ является одной из компонент (круговых компонент) тензора проводимости. В ней естественно выделить явно вещественную и мнимую части

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \tilde{\sigma} &= \sigma_0 \frac{1 + (\omega_c \pm \omega)^2 \tau^2}{\left[1 + (\omega_c^2 - \omega^2) \tau^2\right]^2 + 4\omega^2 \tau^2} \\ \operatorname{Im} \tilde{\sigma} &= \sigma_0 \frac{(\omega \pm \omega_c)(\omega_c^2 - \omega^2) \tau^3 - (\omega \mp \omega_c) \tau}{\left[1 + (\omega_c^2 - \omega^2) \tau^2\right]^2 + 4\omega^2 \tau^2} \end{aligned}$$

Фактически нами получены уравнения циклотронного резонанса. Чтобы резонанс был достаточно ярко выражен, необходимо выполнение условия слабого затухания

$$\omega_c \tau \gg 1$$

Тогда, в зависимости от знака циркулярной поляризации электрического поля в резонансе

$$\omega \approx \omega_c.$$

$$\operatorname{Re} \tilde{\sigma} = \begin{cases} \sigma_0 & \gamma = 1 \\ \frac{\sigma_0}{4\omega_c^2 \tau^2} \approx 0 & \gamma = -1 \end{cases}$$

Проходящее через изотропную среду линейно поляризованное излучение всегда может быть представлено как суперпозиция двух право- и левополяризованных волн с противоположным направлением вращения. Во внешнем магнитном поле показатели преломления для циркулярно право- и левополяризованного света становятся различными (n_+ и n_-). Вследствие этого, при прохождении через среду (вдоль силовых линий магнитного поля) линейно поляризованного излучения его циркулярно лево- и правополяризованные составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматического света с длиной волны λ , прошедшего в среде путь l , поворачивается на угол

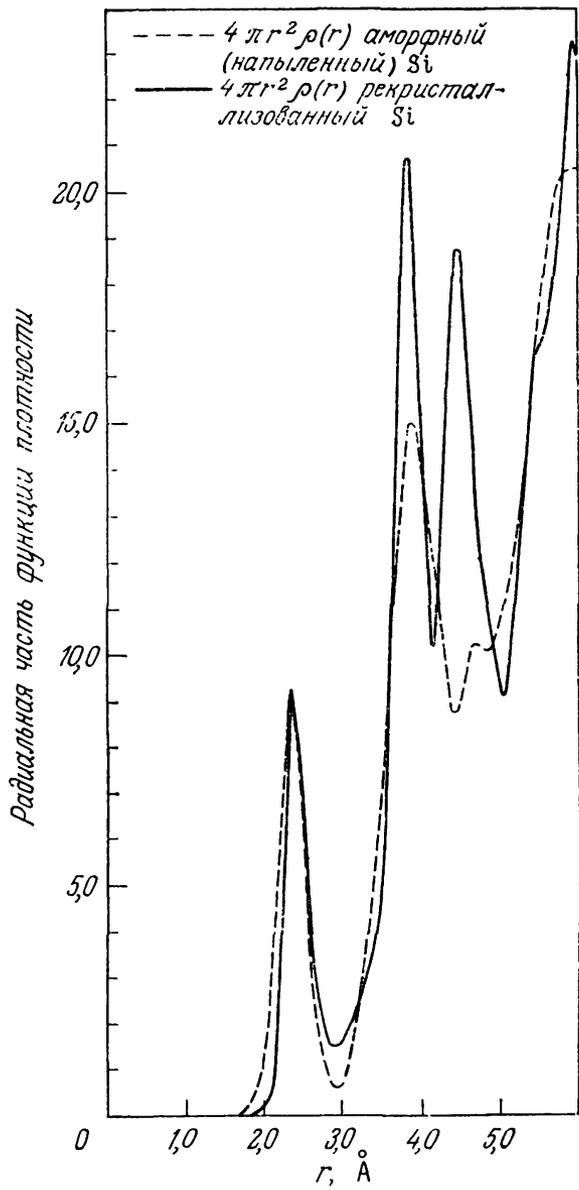
Аморфные полупроводники

Подвижность и проводимость аморфных полупроводников

Обладают малой подвижностью и проводимостью. Аморфные твердые тела имеют характерные структурные свойства: отсутствует дальний порядок, хотя каждый атом может иметь определенное число ближайших соседей на определенном расстоянии. Наиболее важным аморфным полупроводником в последние годы был стеклообразный селен, активный материал для многих ксерографических копировальных устройств. Аморфные материалы с полупроводниковыми свойствами существуют как в одноатомном виде, так и в виде бинарных соединений, тройных и даже четверных сплавов, содержащих Si и Ge из группы IV, P, As, Sb и Bi из группы V и халькогенов O, S, Se и Te из группы VI периодической таблицы.

Ковалентное стекло

- «Идеальное ковалентное стекло» определено как
- хаотическая сетка, не имеющая дальнего порядка, но с идеальным
- ближним порядком. Такое стекло не должно иметь
- структурных дефектов (типа пустот), и в нем должны
- удовлетворяться
- требования валентности для каждого атома, т. е. не должно
- быть оборванных связей. Вероятно, наилучшим приближением
- к такому идеалу служат аморфные пленки кремния или
- германия, приготовленные напылением в вакууме на холодную
- подложку. Данные Мосса и Грачика по дифракции электронов,
- приведенные на рис. 1.47, указывают на то, что каждый атом
- кремния имеет по четыре соседних атома кремния на том же
- расстоянии, что и в кристаллическом кремнии.

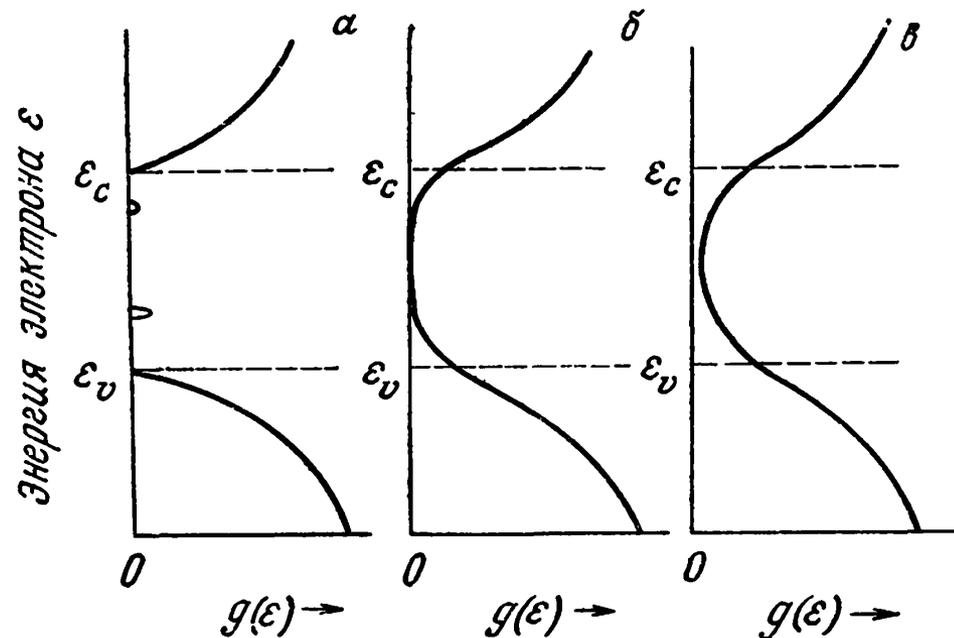


Радиальное распределение плотности соседних атомов в кремнии, полученное на основании данных по дифракции электронов на тонких (напыленных) пленках аморфного кремния толщиной 100 Å и на тех же пленках, но после их рекристаллизации [Moss S. C., Graczyk J. F. – Proc. 10th Internat. Semiconductor Conference, A. E. C, 1970, p. 658.] Исследуя положения максимумов на рисунке, можно показать, что как в аморфном, так и в кристаллическом кремнии каждый атом Si имеет четырех ближайших соседей, находящихся от него на расстоянии 2,35 Å, однако расположение более удаленных атомов в аморфном состоянии оказывается случайным. Поэтому на кривой для аморфного кремния почти не заметен максимум, который соответствовал бы третьим по удаленности соседям, расположенным на расстоянии 4,5 Å. В то же время влияние искажения угла между связями достаточно заметно и проявляется в увеличении ширины максимума для вторых по дальности соседей.

Локализованные состояния в запрещенной зоне, связанные с нарушениями ближнего порядка, неизбежно будут делиться поровну между донорно подобными и акцепторно подобными состояниями. Таким образом, разупорядочение аморфного полупроводникового элемента, соединения или сплава обладает свойством автоматической самокомпенсации путем образования электронных и дырочных ловушек в равных количествах. Энергия Ферми в результате этого оказывается «закреплена» в центральной части щели.

Зонная теория аморфных полупроводников

Плотность состояний как функция энергии для кристаллического полупроводника (а), того же полупроводника в форме «идеального ковалентного стекла» (б) и того же материала в форме еще более разупорядоченного аморфного твердого тела (в). Такой вид плотности состояний для аморфного твердого тела основан на представлениях Мотта.



Физический смысл понятия запрещенной зоны в случае аморфного полупроводника

Сохраняет ли какой-то смысл понятие «запрещенной зоны», особенно если разупорядочение настолько велико, что конечная величина $g(\varepsilon)$ имеется для всех энергий? Да, очевидно, сохраняет. Все еще существует очень сильное возрастание оптического коэффициента поглощения, когда $\hbar\omega$ для падающих фотонов превосходит $(\varepsilon_c - \varepsilon_v)$ и допускает образование электронно-дырочных пар. Фотоны с меньшей энергией не создают подвижных пар. Дело в том, что электрон в состоянии над ε_c является подвижным, хотя мы и не можем воспользоваться функцией Блоха для описания его волновой функции. Однако состояние, для которого $\varepsilon_v < \varepsilon < \varepsilon_c$, всегда локализовано, и электрон может перемещаться только посредством прыжков или туннелируя из одного такого состояния в другое со сравнимой энергией, расположенное поблизости. Таким образом, ε_c и ε_v называют краями щели подвижности для аморфного полупроводника.

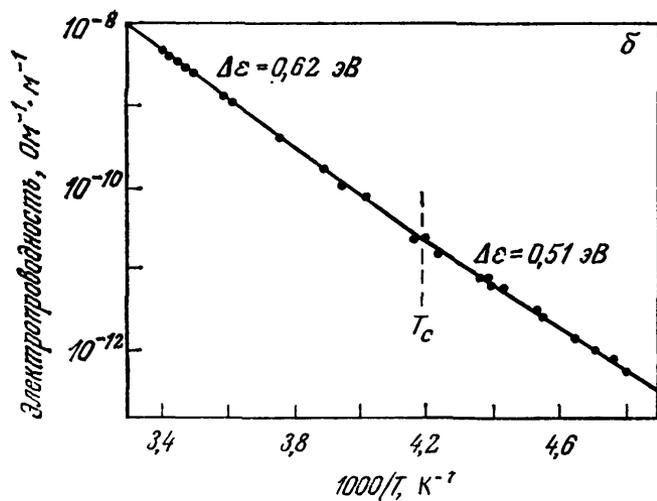
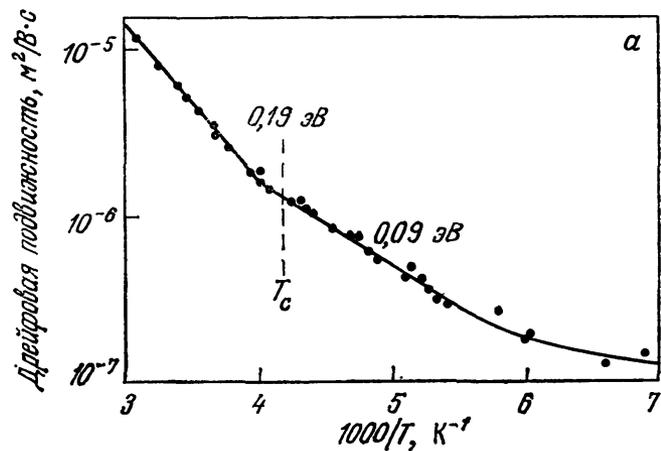


Рис. 4.38. Температурная зависимость дрейфовой подвижности электронов (а) и электропроводности (б) для аморфной кремниевой пленки [Le Comber P. G., Spear W. E.—Phys. Rev. Lett., 25, 509 (1970)].

Для температур ниже той, которая обозначена T_c , перенос осуществляется посредством перескоков между локализованными состояниями внутри щели. Поскольку этот процесс происходит с участием фононов оптической моды с энергией примерно 0,07 эВ, можно понять, почему подвижность в этом прыжковом диапазоне должна меняться как $\exp(-0.09/k_B T)$. Для более высоких температур подвижность возрастает быстрее, поскольку электроны могут быть термически возбуждены выше ϵ_c , однако скорость их движения существенно ограничена частыми падениями в пустые локализованные состояния, расположенные выше ϵ_v , но ниже ϵ_c . Такие состояния служат ловушками для электронов. Отношение «времени жизни в свободном состоянии» к «времени на ловушке» изменяется с температурой, что и дает температурную зависимость подвижности вида $\exp(-0.19/k_B T)$.

Таким образом, способность аморфного полупроводника проводить ток зависит от наличия электронов в состояниях выше ϵ_c (или дырок в состояниях ниже ϵ_v). Вследствие этого почти все аморфные тела обладают электропроводностью, которая растет при нагревании.