

напряжение, по величине которого можно определить величину фотоэдс. Таким образом, поверхностная фотоэдс проявляется как изменение контактной разности потенциалов при освещении.

Необходимо отметить, что изменение контактной разности при освещении может быть вызвано не только поверхностной фотоэдс, но еще и эффектом Дембера (§ 2), и поэтому на опыте наблюдается сумма обоих эффектов. При этом знак эдс Дембера определяется только знаком разности коэффициентов диффузии ($D_n - D_p$) и не зависит от знака Y_s . Опыт, однако, дает, что в германии и кремнии изменение контактной разности при освещении зависит от обработки поверхности и может даже менять знак. Это показывает, что, по крайней мере в этих полупроводниках, конденсаторная фотоэдс обусловлена главным образом поверхностной фотоэдс.

§ 7. Фотоэлектромагнитный эффект

1. В 1934 г. И. К. Кикоин и М. М. Носков открыли новый тип фотоэдс, которая возникает при освещении полупроводника, помещенного в магнитное поле (фотоэлектромагнитный эффект). Наиболее простой случай мы имеем, если одна из граней плоскопараллельной пластинки освещается сильно поглощаемым светом, а магнитная индукция \mathfrak{B} перпендикулярна направлению света (рис. 11.14).

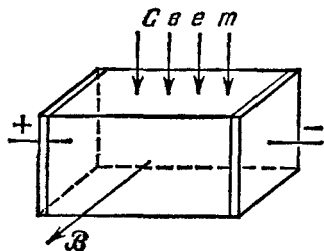


Рис. 11.14. Фотоэлектромагнитный эффект.

Тогда между торцами образца, параллельным направлениям света и \mathfrak{B} , появляется разность потенциалов, а при замыкании торцов в цепи возникает ток.

Фотоэлектромагнитная эдс может быть намного больше, чем рассмотренные выше фотоэдс. Так, например, в высокоомных кристаллах закиси меди, в которых она была впервые обнаружена, при $\mathfrak{B} \sim 10^3$ Гс ее величина могла достигать многих десятков вольт.

Физическая причина фотоэлектромагнитного эффекта (ФЭМ) заключается в отклонении потоков диффузии фотоэлектронов и фотодырок в магнитном поле (Я. И. Френкель). Полупроводник везде в дальнейшем будем считать изотропным. Направим ось X прямоугольной системы координат вдоль освещаемой поверхности, ось Y — перпендикулярно этой поверхности, а ось Z — по направлению \mathfrak{B} (рис. 11.15). Если бы магнитного поля не было, то потоки фотодырок и фотоэлектронов были бы направлены перпендикулярно к освещаемой поверхности, т. е. вдоль оси Y , оба в одну и ту же сторону, а создаваемые ими токи j_p и j_n были бы противоположны. При включении магнитного поля, вследствие действия силы Лоренца, поток дырок отклоняется на угол Холла φ_p , а поток электронов —

в противоположном направлении на угол Холла φ_n , где

$$\operatorname{tg} \varphi_p = \frac{1}{c} \mu_{pH} \mathcal{B}, \quad \operatorname{tg} \varphi_n = -\frac{1}{c} \mu_{nH} \mathcal{B} \quad (7.1)$$

(ср. § 1.3). Поэтому возникают составляющие плотности тока j_{px} и j_{nx} , параллельные освещаемой поверхности и направленные в одну и ту же сторону. Если пластинка не замкнута, то левый ее торец будет заряжаться положительно, а правый — отрицательно, в пластинке появится составляющая электрического поля \mathcal{E}_x , а между торцами возникнет разность потенциалов.

Таким образом, ФЭМ эффект имеет то же происхождение, что и эффект Холла. Однако между ними имеется и различие. В случае эффекта Холла направления токов, создаваемых электронами и дырками, одинаковы, а направления потоков — противоположны. Вследствие этого магнитное поле отклоняет оба

эти потока в одну и ту же сторону, и поэтому эффект Холла есть разностный эффект. При этом, как мы видели (§ 1.4), результирующие угол Холла и постоянная Холла при смешанной проводимости могут даже обращаться в нуль. В случае же ФЭМ эффекта направления потоков дырок и электронов одинаковы, магнитное поле отклоняет их в разные стороны, и поэтому мы наблюдаем суммарный эффект обоих отклонений.

Рассмотрим теперь распределение электрического поля и плотности тока внутри пластинки. Торцы пластинки будем считать разомкнутыми. Так как магнитное поле постоянно во времени, то согласно уравнениям Максвелла $\operatorname{rot} \mathcal{E} = 0$. Это дает, что

$$\operatorname{rot}_z \mathcal{E} = \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} = 0.$$

Если длина пластинки (в направлении X) достаточно велика, то все величины вследствие симметрии системы не зависят от координаты x , и поэтому $\partial \mathcal{E}_y / \partial x = 0$. Отсюда следует, что

$$\frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} = 0, \quad \mathcal{E}_x = \text{const},$$

т. е. что продольная составляющая электрического поля не зависит от y . Поэтому напряжение ФЭМ эффекта между любой парой

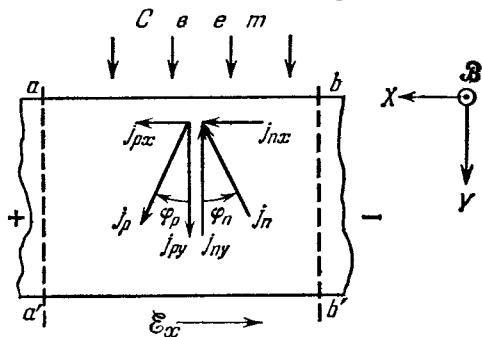


Рис. 11.15. Электронные и дырочные токи при ФЭМ эффекте. Магнитная индукция направлена от чертежа к читателю.

точек a и b (рис. 11.15) на освещенной поверхности такое же, как и между равноудаленными точками a' и b' на темновой поверхности. Этим обстоятельством пользуются при измерениях напряжения ФЭМ эффекта и располагают измерительные зонды на задней стороне пластинки, чтобы исключить появление вентильной фотоэдс в контактах зонд—полупроводник.

Найдем теперь форму эквипотенциальных поверхностей. Электрическое поле \mathcal{E} в каждой точке складывается из постоянной составляющей \mathcal{E}_x и поля \mathcal{E}_y , которое есть поле амбиполярной диффузии (поле эффекта Дембера, § 2). Поэтому суммарное поле \mathcal{E} , вообще говоря, направлено под углом к освещаемой поверхности (рис. 11.16, a). Однако, вследствие рекомбинации электронов и дырок, поле \mathcal{E}_y затухает при увеличении y и поэтому на расстоя-

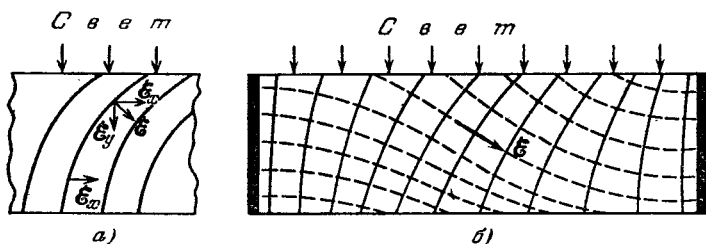


Рис. 11.16. Эквипотенциальные поверхности при ФЭМ эффекте в разомкнутом образце без электродов (a) и с электродами (b). Пунктир — линии электрического поля.

нии нескольких длин диффузии \mathcal{E} становится параллельным освещенной поверхности. Восстанавливая отсюда форму эквипотенциальных поверхностей, которые ортогональны к \mathcal{E} , мы получаем картину рис. 11.16, a .

Такая форма эквипотенциальных поверхностей будет, конечно, только в том случае, когда торцы пластинки не имеют металлических электродов. При наличии электродов эквипотенциальные поверхности вблизи торцов искажаются, так как поверхность каждого из электродов должна совпадать с одной из эквипотенциальных поверхностей. Поэтому мы получаем более сложную картину, показанную на рис. 11.16, b , где изображены также силовые линии электрического поля. Это искажающее влияние электродов необходимо учитывать при измерении напряжения ФЭМ эффекта, а для этого нужно располагать измерительные зонды на достаточном расстоянии от торцов пластинки.

Обратимся теперь к распределению токов. Для бесконечно длинной пластинки полный ток в направлении Y в любой точке равен нулю:

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = 0. \quad (7.2)$$

Если торцы пластинки замкнуты накоротко, то $\mathcal{E}_x = 0$ и, соответственно, тока дрейфа нет. Поэтому плотность тока определяется только диффузией в магнитном поле и равна

$$j_x^{кз}(y) = j_{px}(y) + j_{nx}(y). \quad (7.3)$$

При разомкнутых торцах добавляется еще ток дрейфа и плотность тока равна

$$j_x(y) = \sigma \mathcal{E}_x + j_x^{кз}(y), \quad (7.4)$$

где σ — удельная электропроводность. При этом направления токов дрейфа и диффузии противоположны (ср. рис. 11.15). Так как \mathcal{E}_x не зависит от y , а $j_x^{кз}$ затухает при увеличении y , то вблизи освещенной поверхности преобладает ток диффузии, а в глубине пластинки остается только один ток дрейфа и направление тока становится противоположным. Вследствие этого в пластинке возникают замкнутые линии тока. Для случая разомкнутой пластинки конечной длины они показаны на рис. 11.17. При этом пластинка приобретает определенный магнитный момент, который можно обнаружить экспериментально.

Найдем теперь величину ФЭМ эффекта. Для этого можно было бы рассмотреть разомкнутую пластинку и вычислить напряжение холостого хода. Однако проще оказывается вычислить ток короткого замыкания $i^{кз}$, протекающий через все сечение пластинки. Обе эти величины, как и для всякого источника тока, связаны соотношением

$$V_0 = i^{кз} R, \quad (7.5)$$

где R — полное сопротивление пластинки, и поэтому, зная $i^{кз}$, можно определить и V_0 .

Из сказанного выше следует (ср. рис. 11.15), что

$$j^{кз} = j_p \sin \varphi_p + j_n \sin \varphi_n,$$

а из формулы (7.2) имеем

$$j_y = j_p \cos \varphi_p - j_n \cos \varphi_n = 0.$$

Поэтому, выражая j_n из второго соотношения и подставляя его в первое, находим

$$j^{кз} = j_p \cos \varphi_p \cdot \Theta = j_{py} \Theta, \quad (7.6)$$

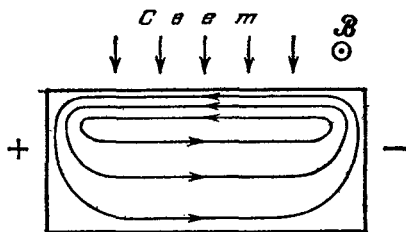


Рис. 11.17. Линии тока при ФЭМ эффекте в разомкнутом образце без электродов.

где для сокращения обозначено

$$\Theta = \Theta_p + \Theta_n = \text{tg } \varphi_p + \text{tg } \varphi_n. \quad (7.7)$$

Сила тока короткого замыкания (рассчитанная на единицу ширины пластинки) есть

$$i^{кз} = \int_0^d j^{кз}(y) dy = \Theta \int_0^d j_{py}(y) dy, \quad (7.8)$$

где d — толщина пластинки. Таким образом, задача сводится к вычислению нормальной составляющей тока диффузии $j_{py}(y)$.

Расчет особенно прост при выполнении следующих условий: 1) нет заметного прилипания на ловушки, так что $\delta p = \delta n$; 2) интенсивность света мала; тогда коэффициент диффузии D и время жизни τ не зависят от y ; 3) магнитное поле слабое, $\Theta \ll 1$. В этом случае можно считать, что длина диффузии L заметно не изменяется в магнитном поле. Кроме того, можно пренебречь эффектом магнетосопротивления и (при слабом освещении) считать, что $\sigma(\mathcal{B}) \simeq \sigma_0$, где σ_0 — удельная проводимость без освещения и без магнитного поля. И, наконец, 4) пластинка не очень тонкая ($d/L \gtrsim 2 \div 3$), так что $\delta p(d) \ll \delta p(0)$. Тогда мы имеем

$$j_{py} = -eD \frac{dp}{dy}, \quad i^{кз} = -eD\Theta \int_0^d \frac{dp}{dy} dy = eD\Theta \delta p(0).$$

При сделанных предположениях $\delta p(0)$ выражается формулой (X.6.9):

$$\delta p(0) = \frac{L}{D} \frac{g_s}{1+S}.$$

Поэтому для $i^{кз}$ получается окончательно

$$i^{кз} = eL \frac{g_s}{1+S} \Theta = eL \frac{g_s}{1+S} \frac{1}{c} (\mu_{pH} + \mu_{nH}) \mathcal{B}. \quad (7.9)$$

В слабых магнитных полях ток короткого замыкания пропорционален магнитной индукции \mathcal{B} .

Оценим теперь величину эффекта. Рассматривая, как и в прежних примерах, чистый германий при 300 К, мы имеем $\mu_{nH} \simeq \simeq 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с} = 12 \cdot 10^5 \text{ ед. CGSE}$, $\mu_{pH} \simeq 6 \cdot 10^5 \text{ ед. CGSE}$, что при $\mathcal{B} = 1 \cdot 10^3 \text{ Гс}$ дает $\Theta \simeq 6 \cdot 10^{-2}$. Следовательно, при выбранном \mathcal{B} , $\Theta \ll 1$ и формула (7.9) применима. Положим, далее, $g_s \sim \sim 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $L \sim 0,1 \text{ см}$ (что типично для чистого германия при комнатной температуре) и $S \ll 1$. Тогда по формуле (7.9) находим $i^{кз} \sim 10^{-4} \text{ А/см}$. Если длина пластинки $\sim 1 \text{ см}$, а толщина $\sim 0,1 \text{ см}$, то ее сопротивление (тоже на единицу ширины) будет порядка $10^2 \div 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Поэтому напряжение между концами разомкнутой пластинки будет $V_0 = i^{кз} \cdot R \sim 10\text{—}100 \text{ мВ}$.

ФЭМ эффект используют в чувствительных приемниках инфракрасного излучения. Он широко применяется также для измерения времени жизни неравновесных электронов и дырок. Если известен темп поверхностной генерации g_s (т. е. интенсивность активного света) и скорость поверхностной рекомбинации s , то, измеряя $i^{кз}$, можно по формуле (7.9) найти L ($= \sqrt{D\tau}$), а следовательно, и τ .

Практически, однако, гораздо удобнее одновременно исследовать ФЭМ эффект и фотопроводимость, что позволяет исключить влияние поверхностной рекомбинации и не требует измерения интенсивности света. Для этого используют метод компенсации ФЭМ эффекта и фотопроводимости, в котором к торцам пластинки прикладывают еще небольшое постоянное напряжение u . Тогда в пластинке, дополнительно к току $i_{фэм}^{кз}$, появляется еще ток фотопроводимости, выражаемый формулой (X.6.10):

$$i_{фп} = e (\mu_p + \mu_n) \frac{g_s \tau}{1 + S} \frac{u}{l}. \quad (7.10)$$

Здесь мы положили ширину пластинки равной единице и заменили \mathcal{B} на u/l , где l — длина пластинки. Затем величину и знак напряжения u подбирают так, чтобы результирующий ток обратился в нуль, что соответствует условию $i_{фэм}^{кз} = -i_{фп}$. Приравнявая выражения (7.9) и (7.10), мы получаем

$$L = \frac{1}{c} D \frac{\mu_{pH} + \mu_{nH}}{\mu_p + \mu_n} \mathcal{B} \frac{l}{u}. \quad (7.11)$$

При этом темп генерации пар g_s и скорость поверхностной рекомбинации S исключаются.

ФЭМ эффект с успехом используют также для измерения скорости поверхностной рекомбинации. Если известна объемная длина диффузии L , то по формуле (7.9) можно найти S . Конечно, для этого влияние поверхностной рекомбинации должно быть достаточно велико, т. е. нужно иметь $S \gtrsim 1$. Для измерения S , однако, удобнее пользоваться тонкими пластинками ($d/L < 1$). При этом вместо формулы (7.9) получается другое соотношение, на котором мы останавливаться не будем.

2. В приведенном выше расчете мы предполагали, что магнитное поле слабое, и, соответственно, считали, что длина диффузии L и коэффициент диффузии D не изменяются при включении магнитного поля. Если магнитное поле нельзя считать слабым, то для вычисления $i^{кз}$ нужно рассмотреть задачу о диффузии в магнитном поле. В Приложении VII показано, что если $\Theta \gtrsim 1$ и, кроме того, $\tau_p \neq \tau_n$ (но по-прежнему освещение слабое), то формула (7.9) остается справедливой и в этом случае, если только L заменить на длину диффузии в магнитном поле L^* , а D — на коэффициент диффузии в магнитном поле D^* . При этом

$$L^* = \sqrt{D^* \tau_{фэм}}, \quad (7.12)$$

а $\tau_{\text{ФЭМ}}$ есть некоторое комбинированное время, определяемое формулой

$$\tau_{\text{ФЭМ}} = \frac{\tau_p n_0 + \tau_n p_0}{n_0 + p_0}. \quad (7.13)$$

Здесь n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и, соответственно, дырок. Это время называют «временем жизни фотоэлектроманнитного эффекта». Из формулы (7.13) видно, что для примесного полупроводника ($n_0 \gg p_0$ или $p_0 \gg n_0$) оно практически совпадает с временем жизни неосновных носителей. Величина же D^* равна

$$D^* = D \frac{bn_0 + p_0}{bn_0(1 + \Theta_p^2) + p_0(1 + \Theta_n^2)}. \quad (7.14)$$

Здесь

$$D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}}$$

есть коэффициент амбиполярной диффузии без магнитного поля, а $b = \mu_n/\mu_p$. При выводе этих формул считалось: $\mu_{pH} = \mu_p$, $\mu_{nH} = \mu_n$ (что не вносит большой ошибки). Кроме того, считалось, что полупроводник не вырожден, и использовалось соотношение Эйнштейна $\mu_n/\mu_p = D_n/D_p$. В слабых полях ($\Theta_n^2, \Theta_p^2 \ll 1$) D^* переходит в обычный коэффициент амбиполярной диффузии D .

Таким образом, в сильных магнитных полях пропорциональность между $i^{\text{кз}}$ и \mathcal{B} нарушается. При этом зависимость $i^{\text{кз}}$ (\mathcal{B}) различна при малой и большой скоростях поверхностной рекомбинации. Из формулы (7.9) видно, что при $S \ll 1$, $i^{\text{кз}} \sim L\mathcal{B}$. С другой стороны, из формул (7.12) и (7.14) следует, что в сильном поле ($\Theta \gg 1$) $D^* \sim 1/\mathcal{B}^2$, а следовательно, $L^* \sim 1/\mathcal{B}$. Поэтому $i^{\text{кз}}$ перестает зависеть от \mathcal{B} и достигает насыщения. В другом предельном случае $S \gg 1$, $i^{\text{кз}} \sim D^*\mathcal{B}$ и в сильном поле уменьшается, как $1/\mathcal{B}$. Вследствие этого при постепенном увеличении магнитного поля $i^{\text{кз}}$ сначала растет линейно, затем проходит через максимум и снова уменьшается. Оба эти типа зависимостей наблюдаются на опыте.

Если пластинка не является толстой (т. е. $d/L^* \leq 1$), то использованное нами условие $\delta p(d) \ll \delta p(0)$ уже несправедливо и полученные соотношения теряют силу. Расчет ФЭМ эффекта для случая пластинок произвольной толщины (для малой и большой интенсивности света) в слабом магнитном поле подробно изложен в работе [5].

3. Выше мы предполагали, что свет поглощается очень сильно (поверхностная генерация) и что магнитная индукция \mathcal{B} перпендикулярна направлению распространения света. При освещении проникающим излучением диффузионные потоки электронов и дырок изменяются, и поэтому изменяется и величина ФЭМ эффекта.

При этом, как правило, эдс уменьшается и может даже изменить знак. Последнее происходит в том случае, когда скорость поверхностной рекомбинации на передней поверхности больше, чем на задней. Тогда концентрация фотоносителей у задней поверхности становится больше, чем у передней, и потоки диффузии направлены противоположно направлению распространения света.

Если \mathcal{B} не перпендикулярно световому потоку, то, помимо рассмотренного линейного ФЭМ эффекта (в слабых магнитных полях пропорционального \mathcal{B}), возникает еще квадратичный эффект, пропорциональный \mathcal{B}^2 . Качественное объяснение квадратичного ФЭМ эффекта заключается в следующем.

Положим, что освещаемая поверхность перпендикулярна оси Y , а \mathcal{B} лежит в плоскости YZ и образует с Z угол φ (рис. 11.18). Тогда z — составляющая индукции $\mathcal{B} \cos \varphi$ вызывает обычный линейный эффект, а ток короткого замыкания $i_x^{кз}$ (в слабых магнитных полях) пропорционален $\mathcal{B} \cos \varphi$ и направлен вдоль оси X . Однако теперь на этот ток действует еще y — составляющая индукции $\mathcal{B} \sin \varphi$, которая поворачивает его в плоскости XZ . Поэтому вдоль оси Z появляется составляющая тока $i_z^{кз}$, пропорциональная $\mathcal{B} \cos \varphi \mathcal{B} \sin \varphi \sim \mathcal{B}^2 \sin 2\varphi$, а при разомкнутой пластинке — соответствующее напряжение холостого хода. Эта зависимость приближенно наблюдается и на опыте.

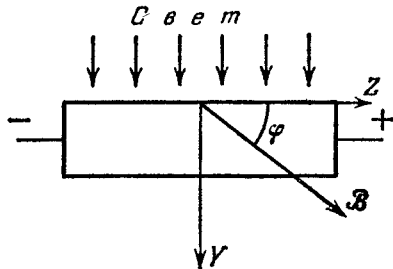


Рис. 11.18. Квадратичный ФЭМ эффект.