

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Панфилов М.И.

Одесская национальная академия связи им. А.С.Попова, кафедра технической электроники

E-mail: arnika@ukr.net

Abstract

Panfilov M. Light modulation by electrons in quantum well. The quantum processes of electron level into metal-dielectric-semiconductor (MDS) system is shown. The electron crossing from one level on another leads to lowering of light wave, which spreading across MDS-system. The change of electric voltage into quantum-well changed the distance from the distance from the levels leads to the light modulation.

В последнее время большое внимание уделяется полупроводниковым оптическим модуляторам. Основное их достоинство связано с малой мощностью, необходимой для управления модулятором. Как показано в работах [1,2], относительно небольшие габариты полупроводниковых модуляторов, небольшая величина управляющего напряжения, простота конструкции и т.п. позволяют им в ряде случаев конкурировать с электрооптическими модуляторами и превосходить их. В таких модуляторах используется либо изменение показателя преломления [3], либо поглощение световой волны изменяется модулирующим электрическим полем E . В последнем случае изменяется мнимая часть показателя преломления.

Поглощение материала на световых волнах изменяется благодаря эффекту Франца-Келдыша (происходит смещение энергетической границы поглощения в электрическом поле). Изменяя напряжение на р-п-переходе, можно регулировать поглощение света. Необходимо отметить, что все материалы, позволяющие осуществить электрическое управление коэффициентом поглощения, являются полупроводниками. При этом методы модуляции, основанные на изменении коэффициента поглощения света позволяют осуществить лишь амплитудную модуляцию интенсивности излучения. Как показано в [4], существует целый ряд механизмов, обеспечивающих управляемое поглощение света полупроводниковыми материалами. Однако на практике используются лишь механизмы, связанные с поглощением света свободными носителями (внутризонные переходы) и зона-зонными переходами носителей. Если l - толщина полупроводниковой пластины, используемой в качестве модулятора, то интенсивность света, прошедшего через нее будет равна

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (1)$$

где I_0 - интенсивность света на входе модулятора, α - коэффициент поглощения. Как видно из (1) изменяя α можно модулировать интенсивность прошедшего света. В данном сообщении мы рассмотрим поглощение света в квантовой яме.

Если толщина поверхностного канала сравнима или меньше длины волны электрона, то в нем возникают размерные квантовые эффекты. Для наших целей особенно интересной является структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). При приложении напряжения к такой структуре возникает инверсионный слой, заполненный электронами. При увеличе-

нии напряжения толщина этого слоя становится сравнимой с длиной де-Бройля и наряду с непрерывным спектром появляются дискретные уровни.

На этих уровнях энергию электрона можно разбить на две части: энергию вдоль поверхности структуры МДП и энергию перпендикулярную к этой поверхности. Как следует из общих квантовомеханических соображений, ограничение области передвижения в направлении перпендикулярном поверхности, делает спектр соответствующей части дискретным. Расстояние между соседними энергетическими уровнями ε_i ($i = 0, 1, 2, \dots$) этого спектра тем больше, чем уже потенциальная яма. Движение электрона вдоль поверхности не ограничено и соответствующий спектр энергии, как и в объеме полупроводника, непрерывен.

Полная энергия электрона в приповерхностной области равна

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n}, \quad (2)$$

где \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π , m_n - эффективная масса электрона, а k - его волновой вектор вдоль поверхности, с которым связана подзона ε_i .

Следуя, например [5], можно оценить нижний уровень ε_0 . Считая, что потенциальная энергия электрона приблизительно равна $e E_s l_{кв}$ (E_s - напряженность поля у поверхности, e - заряд электрона, $l_{кв}$ - ширина квантовой ямы), записываем $e E_s l_{кв} \approx \hbar^2 k^2 / 2m_n$. Согласно соотношению неопределенностей $k \approx \frac{1}{l_{кв}}$ и $l_{кв} \approx (\hbar^2 / 2m_n e E_s)^{1/2}$, а по теореме Виряла в основном состоянии потенциальная энергия равна кинетической и поэтому

$$\varepsilon_0 \approx \left(\frac{4^2 \hbar^2}{m_n} \right)^{1/3} E_s^{2/3}. \quad (3)$$

Рассеяние электронов размывает стационарный уровень ε_0 . Величину размытия можно оценить с помощью соотношения неопределенности $\Delta\varepsilon_0 \tau \approx \hbar$, где τ - время релаксации электронов на уровне. Считая, что подвижность электронов $\mu_n = \frac{e}{m_n} \tau$, находим

$$\Delta\varepsilon \approx \hbar e / m_n \mu_n.$$

Для проявления квантования в экспериментально определяемых величинах необходимо, чтобы

$$\varepsilon_0 > kT, \Delta\varepsilon < \varepsilon_0. \quad (4)$$

Если расстояния между соседними квантовыми уровнями (первым и вторым, вторым и третьим и т.п.) меньше kT , то энергетический спектр у поверхности можно рассматривать как непрерывный, но начинающийся с уровня ε_0 . Такого изменения энергетического спектра уже достаточно для уменьшения емкости приповерхностного слоя и связанной с ней эффективной диэлектрической проницаемостью.

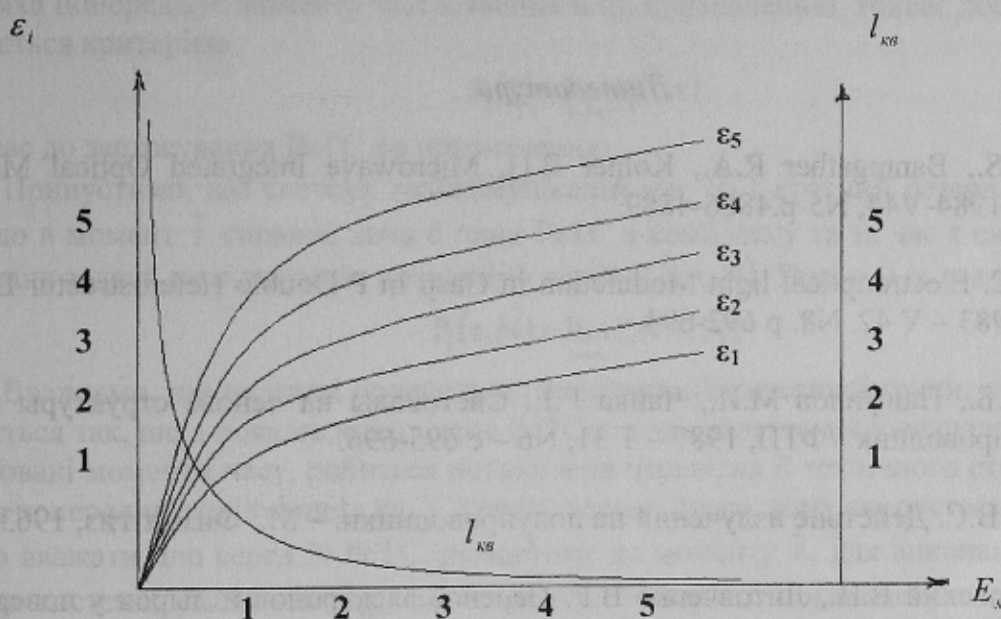
Для определения энергий ε_i необходимо найти совместные решения уравнений Шредингера с волновой функцией $\xi_i(z)$ и Пуассона, определяющего потенциал $\varphi(z)$ ямы в которой находится электрон. Первое из них имеет вид

$$\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{d^2 \xi_i}{dz^2} + [\varepsilon_i - \varepsilon \varphi(z)] \xi_i = 0. \tag{5}$$

Простейшие граничные условия могут быть записаны в виде $\xi_i(0) = 0$, что соответствует бесконечной высоте потенциального барьера на поверхности и $\xi_i(\infty) = 0$. Совместное решение уравнений Шредингера и Пуассона можно провести только численно, поэтому чаще всего применяется следующее упрощение. Уравнение Пуассона не решается, а ход потенциальной энергии аппроксимируется следующим образом: бесконечный барьер при $z = 0$ и линейный рост в глубь полупроводника при $z > 0$ — $e\varphi = eEz$. В этом случае уравнение Шредингера имеет точное решение, которое выражается через функции Эйри [6], что дает возможность определить ε_i по приближенной формуле

$$\varepsilon_i \approx \left(\frac{\hbar^2}{2m_n} \right)^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi e E_s \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad i = 0, 1, 2, \dots \tag{6}$$

Значения, полученные по (6) отличаются от точных не более чем в 1,008 раза.



На рисунке представлена зависимость энергетических уравнений и ширины квантовой ямы от напряженности поля у поверхности.

Как следует из (6), меняя величину E приложенным напряжением к структуре, мы, во-первых, меняем ε_i и l_{qw} (а следовательно частоту поглощения света $\hbar\omega = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i$) и величину амплитудной модуляции.

Свяжем теперь величину поглощения α с описанными выше процессами. Для установления этой связи используется распределение Бозе-Энштейна с учетом $\hbar\omega = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i$, после чего (например [7]) определяется вероятность поглощения данного кванта $g(\omega)$, а через нее общее количество квантов, поглощаемых в 1 см^3 за 1 сек.

Однако, на опыте измеряют не вероятность поглощения, а коэффициент поглощения — α , равный обратной длине свободного пробега фотона l_ϕ : $\alpha = \frac{1}{l_\phi}$. Эти величины легко выра-

зять друг через друга. Действительно, время жизни фотона по определению равно $\tau_{\phi} = \frac{1}{g_{(\omega)}}$, а длина свободного пробега $l_{\phi} = \nu\tau$ (ν - скорость света в среде, $n = c/\nu$, n - показатель преломления, c - скорость света в вакууме). Отсюда следует, что

$$\alpha = \beta\Delta\varepsilon, \text{ где } \beta = \frac{n}{c\hbar} \quad (7)$$

Эта величина и определяет поглощение света в квантовой яме.

В заключении хотелось бы отметить следующее. Согласно [8] в приповерхностном слое происходит не только образование дискретных уровней, но и домены одной зоны становятся различными по энергиям. Это с одной стороны способствует уменьшению $\Delta\varepsilon_0$ и увеличивает неравенство $\varepsilon_0 > \Delta\varepsilon$, а с другой стороны, если энергия межзонного перехода становится большей kT открывает возможность модуляции за счет межзонного перехода.

При приложении напряжения к системе МДП меняется величина E_s , а с ней и ε_s , кроме того, при уменьшении E_s ширина ямы расширяется, что способствует поглощению, но уже на другой частоте. Это приводит к частотно-амплитудной модуляции.

Литература

1. Cross P.S., Banmgather R.A., Kolner B.H. Microwave Integrated Optical Modulator //Appl. Phys. Lett-1984-V44, N5-p.4886-4889.
2. Bach H.C. Electrooptical light Modulation in Gasp In P Double Heterostructur Diodes // Appl. Phys Lett. 1983 – V 42. N8. p 692-694.
3. Каток В.Б., Панфилов М.И., Чайка Г.Е. Световоды на основе структуры металл-диэлектрик-полупроводник //ФТП, 1987 – Т 31, N6 – с 695-696.
4. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. – М.: Физматгиз, 1963, 264 с.
5. Добровольский В.Н., Литовченко В.Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников – Киев: Наукова думка, 1985, 191 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: ГИФМЛ, 1963, 760 с.
7. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965, 408с.
8. Андо Т., Фаулер А., Стерн. Электронные свойства двумерных систем – М.: Мир, 1985, 415 с.