

О РЕАЛИЗАЦИИ ОПТИМАЛЬНОГО УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЕМКОСТИ $p-n$ -ПЕРЕХОДА

Состояние вопроса

Умножители частоты находят широкое применение в радиотехнике, автоматике и т. д. Их можно разделить на два основных класса: умножители частоты на пассивных нелинейных элементах [2] и умножители, созданные на основании схем, содержащих активные элементы [1].

Умножители частоты на пассивных элементах можно, в свою очередь, разделить на умножители частоты, содержащие резонансные контуры, на котором выделяется необходимая гармоника или фильтры для подавления побочных гармоник, и безконтурные или «апериодические» умножители частоты.

Безконтурные («идеальные») умножители частоты основаны на том, что при поступлении входного сигнала на такой умножитель с выхода снимается сигнал с необходимой кратностью умножения.

Подобные умножители исследованы довольно подробно; наиболее полный анализ приводится в работах Б. М. Богдановича и др. [3, 4].

Сравнение всех приведенных типов умножителей достаточно четко показывает, что «идеальные» или оптимальные умножители частоты обладают рядом преимуществ: они потребляют небольшие мощности, имеют малый вес, небольшие габариты, высокий к. п. д. и т. д. В работах, посвященных «идеальным» умножителям, дается анализ простейших случаев умножения, но дальнейшего продолжения эти работы не нашли из-за трудностей реализации подобных схем.

Весь путь создания оптимальных умножителей можно разбить на три наиболее существенных этапа: 1) расчет $C-V$ -характеристик нелинейных емкостей для определенного преобразования частоты; 2) расчет распределения концентрации примеси в $p-n$ -переходе для получения заданной $C-V$ -характеристики; 3) реализация заданного распределения концентрации примеси.

Расчет $C-V$ -характеристик нелинейных емкостей

Рассмотрим схему преобразователя (рис. 1) с учетом сопротивления нагрузки R_n и внутреннего сопротивления источника

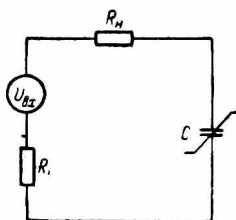


Рис. 1.

$R_{вх}$. Процессы, происходящие в данной схеме, описываются следующими выражениями:

$$U_{вх} = U_0 \sin \omega t; \quad U_{вых} = U_H \sin (n\omega t + \varphi_H); \quad (1)$$

$$i_c = C \frac{dU_c}{dt}; \quad U_{вых} = iR_H.$$

Общее дифференциальное уравнение данной цепи можно записать в виде

$$C \frac{dU_c}{dt} (R_{вх} + R_H) + U_c = U_{вх}, \quad (2)$$

где

$$U_c = U_{вх} - \left(\frac{R_{вх}}{R_H} + 1 \right) U_{вых}. \quad (3)$$

Используя (1) и разделив (2) на U_H , получаем

$$\frac{dx_c}{dt} C_0 f(x_c) (R_{вх} + R_H) + x_c = k \sin \omega t, \quad (4)$$

где

$$x_c = \frac{U_c}{U_H}; \quad k = \frac{U_0}{U_H}.$$

Отсюда

$$x_c = k \sin \omega t - a \sin n \omega t; \quad (5)$$

$$a = \frac{R_{вх}}{R_H} + 1.$$

Из выражения (4) определим зависимость емкости p — n -перехода от приложенного напряжения:

$$C_0 f(x_c) = \frac{k \sin \omega t - x_c}{(R_{вх} + R_H) \frac{dx_c}{dt}}. \quad (6)$$

Выражение (6) для частного случая удвоителя частоты имеет вид

$$C_0 f(x_c) = \frac{k \sin \omega t - x_c}{(R_{вх} + R_H) \omega \sqrt{1 - \sin^2 \omega t} (k + 4 \sin \omega t)}; \quad (7)$$

$C-V$ — характеристика оптимального удвоителя, рассчитанная по данной формуле (рис. 2). Как видно из графика, $C-V$ характеристика имеет линейный характер для оптимального удвоения частоты в идеальном случае.

Эксперимент, приведенный на нелинейной емкости, показал, что при использовании наиболее линейного участка характеристики можно получить отношение напряжения второй гармоники к напряжению первой порядка 0,8.

Расчет распределения концентрации примеси в переходе для получения заданной $C-V$ -характеристики

Если внутри $p-n$ -перехода отсутствуют подвижные носители, емкость запертого перехода

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}, \quad (8)$$

где S — площадь $p-n$ -перехода;
 $d = x_b - x_a$ — толщина $p-n$ -перехода;

x_a, x_b — координаты границ истощенного слоя.

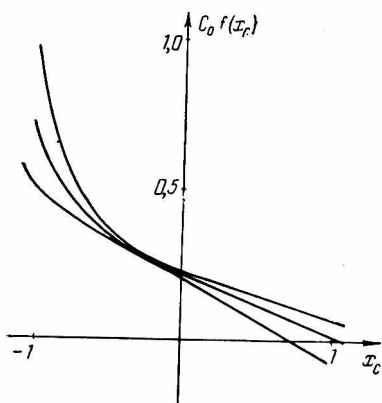


Рис. 2.

Допустим, имеет место полное истощение $p-n$ -перехода. При этом плотность объемного заряда внутри перехода определяется только неподвижными зарядами и описывается следующим выражением:

$$\rho = e(N_d - N_a) = eN(x). \quad (9)$$

Абсолютная величина положительных и отрицательных зарядов

$$Q = eS \int_{x_a}^0 |N(x)| dx = eS \int_0^{x_b} |N(x)| dx. \quad (10)$$

Продифференцировав выражение (10) по V , получим

$$C = eS|N(x)| \frac{dx_a}{dV} = eS|N(x_b)| \frac{dx_b}{dV}. \quad (11)$$

Таким образом, получена система из трех уравнений (9), (10), (11), пользуясь которой можно найти распределение примеси по заданной вольт-фарадной характеристике. При этом емкость C во всех трех выражениях является заданной функцией напряжения. Но эта система неполная, так как неизвестных в ней четыре ($x_a, x_b, N(x_a), N(x_b)$), а уравнений только три.

Систему необходимо дополнить еще одним условием. Таким условием может быть либо связь между координатами границ p — n -перехода x_a и x_b , либо связь между значениями концентраций примеси в точках x_a и x_b . Эти соотношения могут быть произвольными, но каждому соотношению между x_a и x_b соответствуют определенные значения $N(x_a)$ и $N(x_b)$.

Выбор конкретного вида одной из этих функций определяется технологическими условиями. Задание $N(x_a)$ и $N(x_b)$ полностью и однозначно определяет зависимость емкости p — n -перехода, однако задание вида $C(V)$ неоднозначно определяет распределение примеси в p — n -переходе. Таким образом, заданная зависимость емкости от приложенного напряжения может быть реализована множеством распределений концентраций.

Поставим следующее условие:

$$x_a = f(x_b). \quad (12)$$

Подставив (12) в уравнение (8), получим

$$x_b - f(x_b) = \frac{\varepsilon S}{4\pi C}. \quad (13)$$

Дифференцируя (13) по x_b , имеем

$$1 - f' = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \left(-\frac{1}{C^2} \right) \frac{dC}{dx_b} = \frac{\varepsilon S}{4\pi} \left(-\frac{1}{C^2} \right) \frac{dC}{dV} \frac{dV}{dx_b}. \quad (14)$$

Отсюда

$$\frac{dV}{dx_b} = \frac{(f' - 1) \varepsilon S}{4\pi (x_b - f)^2} \frac{dV}{dC}. \quad (15)$$

Используя выражение (11), определяем

$$N(x_b) = \frac{(f' - 1) (\varepsilon S)^2}{(4\pi)^2 e S (x_b - f)^3} \frac{dV}{dC}. \quad (16)$$

При вычислении по формуле (16) в нее необходимо подставить $\frac{dV}{dC}$, выразив эту величину через x_c с помощью (8). Из формулы (11) определяем

$$N(x_a) = N(x_b) \frac{dx_b}{dx_a}. \quad (17)$$

Или, учитывая (12), запишем

$$N(x_a) = \frac{N(x_b)}{f'}. \quad (18)$$

Выражением (18) определяется распределение концентрации примеси в p -области p — n -перехода.

Формулы (16), (17) дают возможность рассчитать распределение концентрации примеси для реализации любой монотонно убывающей зависимости $C(V)$, так как с увеличением обратного напряжения ширина заповного слоя увеличивается, а емкость уменьшается. Каждому значению напряжения соответствует определенное значение координат границ $p-n$ -перехода. Таким образом, формулы (16), (17) определяют значения концентраций в пределах ширины $p-n$ -перехода. Распределение концентрации в области от x_{a0} до x_{b0} (x_{a0} и x_{b0} — координаты границ $p-n$ -перехода при начальном напряжении на $p-n$ -переходе) может быть любым. Это следует из того, что в данном случае рассматривается дифференциальная емкость $\frac{dQ}{dV}$, и изменение заряда в $p-n$ -переходе при изменении напряжения определяется лишь видом функции распределения концентрации в интервале напряжений $U_0 - U_{\max}$.

Для частного случая удвоителя частоты распределение концентрации примеси рассчитывается по формулам

$$N(x_b) = - \frac{(1-f')(\epsilon S)^2}{(4\pi)^2 e S (x_b - f)^3} \left[\frac{d k \sin \omega t - x_c}{dx_c (k + 4 \sin \omega t) \sqrt{1 - \sin^2 \omega t}} \right]; \quad (19)$$

$$N(x_a) = -N(x_b); (x_a = -x_b), \quad (20)$$

График распределения концентрации примеси по толщине перехода представлен на рис. 3.

Реализации заданного распределения примеси

В настоящее время существует два пути создания $p-n$ -переходов с заданным распределением примеси по толщине:

1. Программированное эпитаксиальное наращивание.
2. Ионное легирование.

Ионное легирование является более перспективным методом, поэтому на нем остановимся подробнее.

За последние годы на стыке физики полупроводников и физики атомных столкновений сформировалось новое научное направление — ионное легирование полупроводников, которое находит все большее применение в технологии полупроводниковых приборов, так как было обнаружено, что структура кристаллической решетки оказывает влияние на проникновение ионов в монокристалл и что движение ионов в кристалле зависит от кристаллографической ориентации мишени и коллективных свойств атомов кристалла. По своим электрофизическим свойствам ионно-легированные материалы относятся к классу примесных полупроводников, для получения которых обычно применяются методы диффузии и эпитаксии.

Большое прикладное значение технологии ионного легирования заключается в следующем.

1. При ионном легировании внедрение примеси может проводиться при комнатной температуре. Отжиг полученных радиационных дефектов происходит при температуре $600-700^{\circ}\text{C}$, т. е. отжиг практически не влияет на структуру, глубину залегания и размеры получаемых структур.

2. С помощью данной технологии можно вводить атомы любого элемента в любые кристаллы.

3. При легировании ионами, регулируя энергию ионов и дозу облучения, можно довольно эффективно управлять профилем концентрации внедренных атомов, что очень существенно при создании $p-n$ -переходов с заданными вольт-фарадными характеристиками.

4. В связи с тем, что ионное легирование проходит в вакууме, а энергия и доза ионов контролируется довольно точно, данный метод дает высокую воспроизводимость параметров.

При падении ионов на аморфную мишень передача энергии атому мишени может происходить в результате рассеяния ионов на ядрах либо в результате столкновений с электронами, либо в результате ядерных реакций и т. д. Если рассмотреть кристаллическую мишень, то для большинства ориентаций кристаллов коэффициенты взаимодействия мишени с лучком частиц останутся прежними, но для некоторых ориентаций кристаллов они могут увеличиваться или уменьшаться. Это значит, что траектории падающих частиц проходят в области повышенной или пониженной плотности. Процесс попадания ионов на мишень и проникновение их в мишень называется каналированием [5].

Существуют две основные теории каналирования. Классическая теория приемлема для случая тяжелых многократно заряженных ионов. Согласно данной теории, путь иона в решетке представляет собой траекторию, которая определяется методами классической механики.

С точки зрения классической механики ион движется по траектории, определяемой суммой потенциалов взаимодействия иона со всеми атомами кристалла. При такой модели каналирование возможно, если мишень имеет правильное расположение атомов в кристаллической решетке.

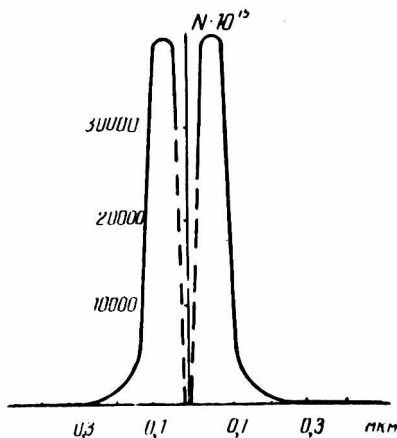


Рис. 3.

Если ион внедряется в кубический монокристалл в открытую область между атомными плоскостями, его траектория будет определяться взаимодействием с атомами этих плоскостей. Если ион движется параллельно этим плоскостям и его скорость велика, он достаточно быстро будет проходить области влияния отдельных атомов, слегка искривляя траекторию, т. е. возникает эффект каналирования, глубокого внедрения иона в кристаллическую решетку, который практически не сопровождается возникновением радиационных дефектов.

Другая, динамическая диффракционная, теория каналирования приемлема в случае облучения электронами или позитронами.

При прохождении через кристаллическую мишень ион теряет энергию в результате столкновений и останавливается. Полная длина пути является пробегом, а ее проекция на направление первоначального движения — проекцией пробега. Вследствие того что теряемая при столкновениях энергия и число столкновений ионов различны, пробег ионов с равной первоначальной энергией будет различным.

Знание распределения пробегов имеет существенное значение при создании структур с каким-либо распределением примеси по толщине кристалла.

Проекция пробегов и среднеквадратичные отклонения проекций пробегов для различных ионов в кремнии приведены в таблице.

Энергия, эв		20	40	50	80	100	120	140	160	180	200
B	R	714	1413	2074	2695	3275	4489	4745	4745	5177	5588
	ΔR	276	443	562	653	726	855	910	910	599	1004
Al	R	289	564	849	1041	1438	1737	2036	2335	2633	2929
	ΔR	101	192	281	344	412	476	535	591	644	693
P	R	255	488	729	976	1228	1483	1740	1998	2256	2514
	ΔR	90	161	228	291	350	405	459	509	557	603
Ga	R	155	272	383	429	602	712	825	936	1949	1163
	ΔR	37	64	38	111	133	155	176	197	218	283
As	R	151	263	368	471	574	677	781	885	991	1097
	ΔR	34	59	81	101	122	141	161	189	198	217
In	R	133	223	304	383	456	529	601	673	744	815
	ΔR	23	38	51	61	75	86	97	108	119	129

Методика расчета концентрационных профилей при технологии ионного внедрения

Для реализации заданных концентрационных профилей с помощью ионного легирования необходимо рассчитать дозы ионов и определить спектр ионов (энергетический), которые необходимо внедрить в материал полупроводника для получения заданного профиля.

Выражение для полной дозы внедрения ионов заданной энергии:

$$C = \frac{N(x) \Delta R \sqrt{2\pi}}{\exp \frac{(x-R)^2}{2\Delta R^2}} 10^{-4}, \quad (21)$$

где $N(x)$ — концентрация внедренных атомов на расстоянии x от поверхности;

C — полная доза внедрения;

R — проекция пробегов ионов;

ΔR — среднее отклонение.

Методика определения энергии и полной дозы ионов заключается в следующем. Допустим, необходимо реализовать некоторое распределение концентрации примеси, превышающую максимальную концентрацию примеси, которую необходимо внедрить. Распределение концентрации внедряемых ионов при данных условиях легко можно представить, зная расположение максимумов распределения. По таблице определяем энергию ионов и среднеквадратичное отклонение. Подставляя эти величины в формулу (21), получаем значения полных доз внедрения по числу максимумов концентрации полученного распределения ионов.

ВЫВОДЫ

1. Получены соотношения, позволяющие рассчитать C — V -характеристики нелинейных конденсаторов для случая умножения частоты синусоидального напряжения.

2. Разработана методика расчета распределения концентрации примеси в p — n -переходе для реализации заданной C — V -характеристики нелинейной емкости.

3. Рассмотрены возможные методы практической реализации нелинейной емкости с заданной C — V -характеристикой.

4. Разработана методика получения необходимых концентрационных профилей технологией ионного внедрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артемьев Б. Е., Гусев В. М. Умножение в 5 раз частоты синусоидального сигнала. — «Бюллетень изобретений», № 18, 1968.

2. Петров Б. Е. Умножение частоты с использованием $p-n$ -переходов в режиме частичного отпираия. Ч. 1, 2. — Сб. «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи». Вып. 5, 7. М., 1970, «Связь», с. 235—237.
3. Богданович Б. М., Черкас Л. А. К вопросу об оптимальных характеристиках нелинейных реактивных элементов в умножителях частоты. — «Радиотехника», 1967, т. 24, № 7, с. 56—61.
4. Заездный А. М. Метод гармонического синтеза и его применение к задачам радиотехники. — «Радиотехника», 1956, т. 11, № 5, с. 44—55.
5. Легирование полупроводников ионным внедрением. Сб. статей под ред. В. С. Вавилова, В. М. Гусева. М., «Мир», 1971. 531 с.