

А. К. ГНАП, В. К. ДУЩЕНКО, канд. техн. наук, Ю. В. ДУБРОВИН

ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ КАК МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОНДЕНСАТОРОВ С ЗАДАНЫМИ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Обычная схемотехника, предполагающая использование дискретных компонентов с заранее регламентированными свойствами как элементная база практически исчерпала свои возможности. Переход к микросхемам расширил схемотехнические возможности, поскольку при проектировании микросхемы одновременно разрабатываются и компоненты. Благодаря гибкости и разнообразию технологических процессов микроэлектроники стало возможным создание компонентов, в частности нелинейных, с наперед заданными свойствами, что, в свою очередь, ставит на повестку дня вопрос о синтезе схем, осуществляющих заданное преобразование сигнала. Это так называемые оптимальные, или «чистые» преобразователи. Вопросы создания подобных схем исследовались и раньше, но из-за отсутствия элементной базы носили чисто теоретический характер [1].

Одним из наиболее перспективных компонентов являются конденсаторы на основе $p-n$ -переходов, емкость которых зависит от приложенных напряжений. Эта зависимость определяется тем, что ширина запирающего слоя в обратном смещенном $p-n$ -переходе, эквивалентная диэлектрику обычного конденсатора, зависит от распределения объемного заряда, последний в значительной степени определяется профилем распределения примесей в переходе. Таким образом, одним из возможных способов получения заданной вольт-фарадной характеристики является создание требуемого профиля концентрации примесей в области $p-n$ -перехода. Известно [2], что при определенных допущениях величина емкости связана с величиной объемного заряда соотношением

$$\frac{\epsilon_a S^2}{c^3} \frac{dc}{dU} = \frac{\rho(x_p) - \rho(x_n)}{\rho(x_p)\rho(x_n)}, \quad (1)$$

где $\rho(x_p)$, $\rho(x_n)$ — соответственно величина объемного заряда на границе x_p в p -области и на границе x_n $p-n$ -перехода в n -области; S — площадь перехода; ϵ_a — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; x_p , x_n — границы $p-n$ -перехода при заданном напряжении на нем.

Оценим возможный класс нелинейностей, который может быть получен на основе одиночного $p-n$ -перехода. Отметим, что отрицательная величина, т. е. числитель правой части (1) всегда положителен, тогда как знаменатель отрицателен, т. е. правая часть (1) отрицательна при любых распределениях зарядов. Поскольку ϵ_a , S , c всегда положительны, в реальных $p-n$ -переходах должно выполняться $\frac{dc(U)}{dU} < 0$. Это говорит о том, что

скорость изменения емкости со смещением всегда отрицательна, т. е. соответствует падающим (уменьшающимся с увеличением напряжения) вольт-фарадным характеристикам. Предельный случай, соответствующий $\frac{dc(U)}{dU} = 0$, нереален, т. е. полупроводниковые конденсаторы на основе одного $p-n$ -перехода не могут иметь вольт-фарадных характеристик с экстремальными значениями в рабочем диапазоне смещений. Вместе с тем характер падающей зависимости может быть получен достаточно точно.

Существует ряд способов легирования полупроводников: диффузия, введение примесей при эпитаксиальном наращивании, ионная имплантация и др. Диффузионный процесс имеет ограничения по виду получаемого профиля концентрации примесей, поэтому для данной цели может использоваться только в отдельных случаях. Процесс легирования при эпитаксиальном наращивании полупроводника позволяет получить широкий класс функциональных зависимостей. Вместе с тем крутизна профиля ограничена процессами взаимной диффузии, поскольку процесс проводится обычно при высоких температурах. Ионная имплантация в значительной степени лишена недостатков последнего, что дает основание считать ее перспективным технологическим процессом для получения конденсаторов с заданными падающими вольт-фарадными характеристиками.

Распределение внедренных ионов

При прохождении через мишень в результате столкновения с ядрами и электронами ион теряет свою энергию. Полная длина пути, пройденная ионом в твердом теле, называется пробегом. Число столкновений и энергия, передаваемая при столкновениях, являются переменными величинами, характеризующими случайный пробег, поэтому пробег ионов данного типа с одинаковой начальной энергией не будет одинаковым. Ионы останавливаются в различных точках, местоположение которых разбросано по всему объему мишени. Это приводит к распределению пробегов.

Знание распределения пробегов имеет важное значение для проектирования и изготовления полупроводниковых приборов с помощью ионного легирования.

В теоретических работах рассматривают два типа мишеней: аморфные и монокристаллические. Аморфные обычно используются при создании эффективных масок из окислов; монокристаллические — для создания приборов с $p-n$ -переходами. Распределение пробегов в аморфной мишени зависит главным образом от энергии, массы и атомного номера бомбардирующих ионов, от массы и атомного номера мишени.

Линдхард [3] рассчитал распределение пробегов, внедряемых в аморфную мишень ионов. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными для аморфных и кристаллических мишеней, не ориентированных должным образом по отношению к ионному пучку.

Движущиеся ионы теряют свою энергию в результате взаимодействия с электронами (как связанными, так и свободными) и при столкновениях с ядрами мишени. Считается, что два вида потерь не зависят друг от друга. Для среднего полного пробега

$$R = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)},$$

где E — энергия частицы в точке, расположенной на ее пути; $S_n(E)$ — ядерная тормозная способность, которая представляет собой энергию, теряемую на единичном интервале пути движущимся ионом с энергией E при столкновении с ядрами мишени, плотность которой равна единице; $S_e(E)$ — электронная тормозная способность, обусловленная способностью свободного электронного газа тормозить движущиеся частицы; N — среднее число атомов в единице объема мишени.

В первом приближении ядерная тормозная способность не зависит от энергии движущегося иона и равна

$$S_n^0 = 2,8 \cdot 10^{-5} \frac{z_1 z_2}{z_1^{2/3} + z_2^{2/3}} \frac{M_1}{M_1 + M_2}$$

(z_1, z_2 — атомные номера движущейся частицы и атома мишени; M_1, M_2 — их массы).

Электронная тормозная способность пропорциональна скорости движущейся частицы:

$$S_e(E) = cv_1 = kE^{1/2}$$

(k — коэффициент пропорциональности определяется природой движущегося иона и материалом бомбардируемой мишени).

Надо отметить, что электронная тормозная способность с увеличением энергии частицы возрастает, а ядерная тормозная способность остается постоянной. Поэтому существует некоторая критическая энергия E_c , при которой ядерная и электронная тормозная способности равны. Величина критической энергии

кремниевой мишени для ионов бора составит ~ 10 кэв, для фосфора она равна ~ 200 кэв.

Если начальная энергия бомбардирующего атома значительно меньше критической энергии, преобладающим механизмом потерь будет ядерное торможение. В этом случае для кремниевой мишени величина пробега определяется формулой

$$R = 0,7A \frac{z_1^{2/3} + z_2^{2/3}}{z_1 z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} E_0.$$

Когда начальная энергия движущегося иона больше критической энергии, электронное торможение преобладает над ядерным и оценка пробега для кремниевой мишени приводит к

$$R = 20 (E_0)^{1/2} \text{Å}.$$

Беспорядочное взаимодействие иона с мишенью дает начало статистическому распределению заторможенных ионов и ведет к гауссовскому распределению около средней проекции пробега (рис. 1, кривая 1).

Проекцией пробега называется проекция пробега на направление первоначального движения иона.

Концентрация $N(x)$ на расстоянии x микрон от поверхности

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

где c — полная доза внедрения, см^{-2} ; R — проекция пробега или глубина, на которой имеет место пик концентрации; ΔR — среднее отклонение.

Максимум концентрации

$$N_p = \frac{c}{\Delta R \sqrt{2\pi}} 10^4 \text{ см}^{-3}.$$

Экспериментально наблюдаемые профили распределения внедренной примеси всегда шире, чем можно ожидать из расчетных данных (рис. 1, кривая 2).

Так, концентрация примеси со стороны поверхности всегда больше, чем полученная по формуле, что можно объяснить влиянием накопления дефектов и примесных атомов во внутренних слоях кристаллов. В то же время наблюдается более глубокое проникновение легирующих ионов в кристалл по сравнению с расчетными данными, что обусловлено влиянием ориентирующего действия кристаллической структуры на прохождение ион-

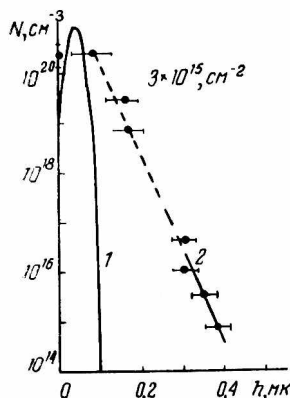


Рис. 1.

ного пучка. Основной вклад в аномальное распределение внедрившейся примеси дает «каналирование».

Различие в распределении пробегов для монокристаллических и аморфных мишеней объясняется тем, что при некоторых ориентациях монокристалла по отношению к падающему пучку ускоренные ионы движутся вдоль упакованных рядов и атомных плоскостей в открытых промежутках между ними, претерпевают слабое торможение и поэтому проникают глубже, чем ионы, которые движутся в других направлениях. Различают осевое и плоскостное каналирование.

Согласно Линдхарду [3], если ионный пучок, падающий на поверхность монокристаллического образца, ориентирован так, что его ось совпадает с низкоиндексными направлениями в кристалле, его можно разделить на две части: беспорядочный пучок и каналированный (рис. 2).

Предполагая, что ионы обоих пучков тормозятся независимо друг от друга, Линдхард считает, что профили распределения ионов можно получить суперпозицией двух распределений пробегов, ожидаемых от отдельных пучков. В реальном случае частицы могут покидать и снова возвращаться в беспорядочный или каналлируемый пучок. Экспериментально распределение с двумя максимумами наблюдалось некоторыми авторами (рис. 2, б) [4], но второй максимум оказывается размытым. Это может быть вызвано деканалированными ионами, которые занимают промежуточные положения между максимумами.

В кристаллах германия и кремния, которые имеют структуру типа алмаза, широкие каналы наблюдаются в направлении, перпендикулярном к плоскости (110). Вдоль других кристаллографических осей каналы имеют меньшее сечение. Если ионы проникают в решетку по каналам, число нарушений в кристалле незначительно. По этой причине техника ориентированной бомбардировки привлекает исследователей.

При производстве полупроводниковых приборов кристалл специально ориентируют по направлению, не совпадающему с основными кристаллографическими осями, так как при этом можно проще контролировать распределение примеси по глубине.

Практические результаты

В ряде случаев ионное легирование позволяет изготавливать приборы с более высокими параметрами, чем полученные диффузионной технологией, а некоторые приборы могут быть изгото-

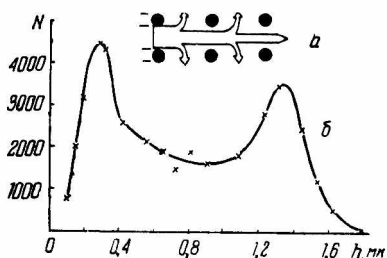


Рис. 2.

товлены только с помощью ионного внедрения. К ним отнесем приборы с заданным распределением примеси в области p - n -переходов.

Типичный профиль распределения примеси, внедренной при постоянной энергии в хорошо ориентированный кристалл, показан на рис. 3. Простым изменением дозы легирующих ионов

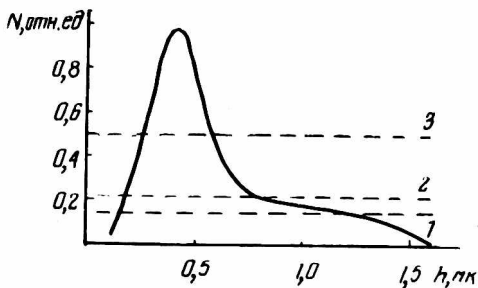


Рис. 3.

можно получить переходы, отличающиеся распределением примеси в области, граничащей с p - n -переходом и в области перехода (симметричное 1 и асимметричное 2, 3, переход может быть широким и узким 3). За счет изменения ширины перехода можно

получить разные удельные емкости p - n -перехода.

Облучение ионами легирующей примеси позволяет изменять тип проводимости кристалла в слоях, расположенных вблизи по-

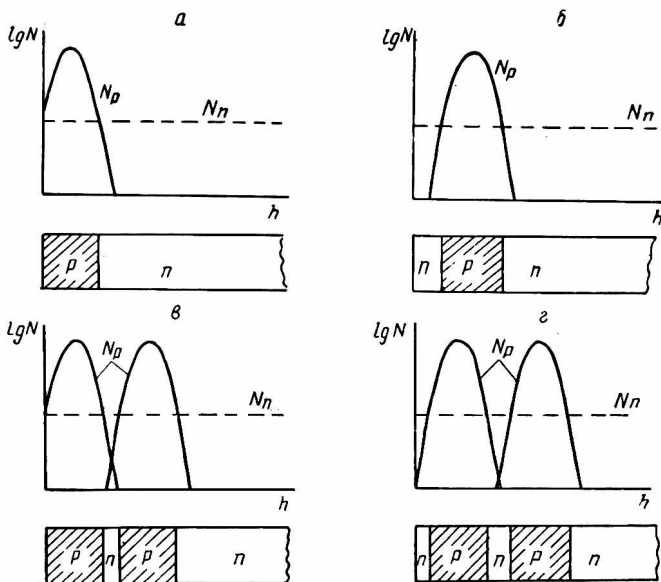


Рис. 4.

верхности кристалла, и в слоях, расположенных на некоторой глубине (рис. 4). Это может быть использовано при создании

полупроводниковых приборов с заданным распределением примеси.

Изготавливая транзисторы с помощью ионного легирования, благодаря возможности уменьшения толщины базы можно получить частоты и время переключения в два—три раза лучше, чем при использовании диффузионных приборов. Размеры областей изменения концентрации примесей по глубине кристалла можно регулировать от единицы до десятых долей микрона.

Ионное легирование является одним из перспективных методов [5], который может быть использован для улучшения характеристик МОП-транзисторов и МОП ИС. Уровень низкочастотных шумов, сравнимый с этим параметром у приборов, изготовленных диффузией, составляет две трети величины, характерной для диффузионной технологии. Технология ионного легирования обеспечивает пятикратное уменьшение величины паразитной емкости, что дает повышение быстродействия. Девятикаскадный кольцевой генератор на интегральных схемах с МОП-структурой, изготовленной ионным легированием, имеет среднее время задержки распространения сигнала от 4 до 4,5 нсек. Время задержки в аналогичном приборе, выполненном на такой же пластинке диффузионным методом, составляет 20/55 нсек.

Замена диффузии обработкой ионным пучком не всегда является задачей первой необходимости. Исследователи рассматривают бомбардировку ионным пучком как метод, предназначенный для применения в специальных случаях, когда преимущества ионного легирования могут быть реализованы полностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заездный А. М. Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи. М., «Энергия», 1972, 527 с.
2. Берман Л. С. Введение в физику варикапов. Л., «Наука», 1968. 86 с.
3. Lindhard I., Scharff M., and Schiott H. — «Range concepts and heavy ion ranges», Kgl. Danske Vid. Selskab., Mat. Fys. Medd., 1963, vol. 33, p. 1—12.
4. Гиббонс И. Ф. Ионное внедрение в полупроводниках. Ч. I. Теория и экспериментальное исследование пробегов. ТИИЭР, 1968, т. 56, № 3, с. 60—85.
5. Глотен П., Грапа Ж., Моифрэ А. Эксперименты по изготовлению приборов методом ионного внедрения. — Сб. «Легирование полупроводников ионным внедрением». М., «Мир», 1971, с. 428—445.