

Способ повышения радиационной стойкости полупроводниковых детекторов радиоактивного излучения

В. С. ГАРНЫК

Дано теоретическое обоснование возможности использования полупроводниковых детекторов, не содержащих потенциальных барьеров (р-п-переходов), для измерения интенсивности потоков радиоактивного излучения, вызывающего деградацию электрических параметров материала, из которого эти детекторы изготовлены. Сделанные предположения подтверждены экспериментальными результатами.

Полупроводниковые детекторы, не содержащие потенциальных барьеров (р-п-переходов), в которых используется способность полупроводниковых материалов изменять свою проводимость под воздействием частиц высоких энергий (электронов, протонов, γ -квантов и др.), несмотря на свою простоту и эффективность не получили широкого распространения [1]. Дело в том, что стимулированное облучением изменение проводимости полупроводниковых материалов может быть как обратимым, так и необратимым, т. е. соответственно исчезающим или сохраняющимся после прекращения воздей-

ствия. Обратимые изменения обусловлены возникновением в облучаемом материале избыточных неравновесных носителей заряда (электронов и «дырок»), а необратимые — образованием активных центров с локальными энергетическими уровнями в запрещенной зоне полупроводника. Обратимые изменения приводят к увеличению, а необратимые, как правило, к снижению проводимости. В некоторых полупроводниках необратимые изменения являются причиной консерсии типа проводимости. Для возникновения необратимых изменений энергия облучающих частиц должна быть выше опреде-

журнал измерительная техника
Москва, ИПК издательство стандартов

копировал СУРНЗР

год, номер:

1984, 1

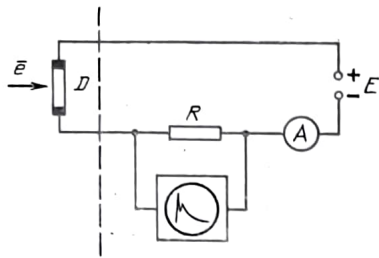


Рис. 1

ленного значения, называемого пороговой энергией. При энергиях ниже пороговой наблюдаются только обратимые изменения, при энергиях выше пороговой оба типа изменений наблюдаются одновременно. В этом случае обратимые изменения происходят на фоне необратимых. В приборах, о которых шла речь выше, используются обратимые изменения, а необратимые — нежелательны, поскольку приводят к деградации полупроводниковых детекторов и искажают результаты измерений.

В настоящей статье показано, что при определенных условиях можно исключить влияние необратимых изменений проводимости полупроводников и контролировать распределение плотности потока частиц высоких энергий в плоскости, пересекающей ось потока, несмотря на деградацию детекторов.

Предположим для простоты, что в результате облучения в детекторе возникают неравновесные носители одного знака — электроны, тогда число избыточных над равновесным количеством носителей заряда определяется соотношением [2]

$$\Delta n = q\tau, \quad (1)$$

где q — число облучающих частиц, поглощаемых в единице объема кристалла детектора в единицу времени; τ — квантовый выход ионизации; τ — время жизни носителей заряда.

Квантовый выход определяется отношением энергии одной частицы воздействующего на детектор потока излучения $h\omega/2\pi$ к энергии W , необходимой для возбуждения одной пары избыточных носителей. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что для большинства полупроводниковых материалов значение W соизмеримо с шириной запрещенной зоны.

Изменение проводимости детектора $\Delta\sigma$, обусловленное возникновением избыточных носителей заряда, описывается выражением [2]

$$\Delta\sigma = e\Delta n\mu_n \frac{S^2}{l} = e \frac{h\omega}{2\pi W} q\tau\mu_n \frac{S^2}{l}, \quad (2)$$

где e и μ_n — заряд и подвижность электронов; S^2/l — отношение поперечного сечения к длине кристалла детектора.

Если детектор включен в электрическую цепь и к нему приложено напряжение U , то согласно закону Ома приращение тока, вызванного изменением проводимости, будет $\Delta I = U\Delta\sigma$.

Из (2) следует, что при воздействии на детектор излучения, энергия одной частицы которого соизмерима с энергией, необходимой для создания одной пары электрон — «дырка»,

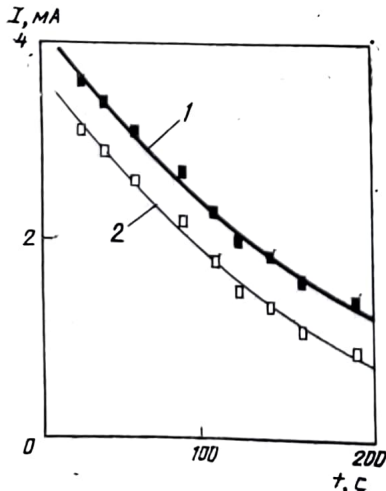


Рис. 2

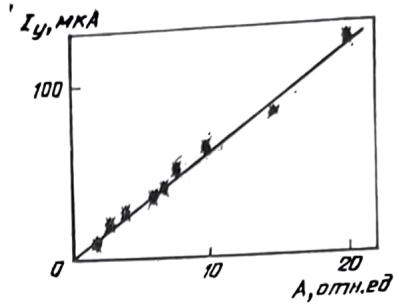


Рис. 3

изменение тока в значительной степени зависит от таких параметров материала, как время жизни носителей заряда и подвижность. Если же энергия облучения много больше (на несколько порядков) энергии образования пары электрон — «дырка», то изменение проводимости в этом случае определяется, в основном, отношением $h\omega/2\pi W$ и числом частиц, попадающих на единичную поверхность детектора в единицу времени (интенсивностью излучения).

На рис. 1 показана обычная схема включения полупроводникового детектора (элементы схемы, расположенные справа от штриховой линии, находятся вне воздействия излучения) и форма импульса, который наблюдали на экране осциллографа при облучении импульсным потоком быстрых электронов с энергией 8 МэВ детектора, изготовленного из монокристаллического кремния. Форма изображенного импульса амплитудой около 30 В и длительностью порядка 200 мкс свидетельствует о том, что в момент воздействия быстрых электронов проводимость детектора резко возрастала, но в то же время из-за необратимых изменений в кремнии ток в цепи детектора по мере увеличения времени облучения уменьшался (рис. 2). Однако разность между током, измеренным во время облучения, и током при отсутствии облучения была постоянной. Проведенные исследования показали, что эта разность не зависит от времени облучения. Заметим, что кривая 1 на рис. 2 характеризует усредненный по времени ток, протекавший через детектор, при воздействии импульса облучающего потока и в его отсутствие, другими словами, проведенные измерения, иллюстрируемые кривой 1, отражают влияние обратимых и необратимых изменений проводимости, происходящих в материале детектора, а кривой 2 — только необратимых. Это означает, что разность между кривыми на рис. 2 точно так же, как и амплитуда импульса, A (в относительных единицах) характеризует лишь обратимые изменения и, оставаясь постоянной все время облучения, зависит только от выходного тока ускорителя I_y (интенсивности падающего на детектор потока излучения), причем, как показано на рис. 3, по закону близкое подтверждение предположения, сделанного нами.

Для иллюстрации результативности описанного способа изготовили датчики, которые представляли собой пластины монокристаллического кремния $5 \times 1 \times 0,5$ мм с омическими контактами, нанесенными на грани $1 \times 0,5$ мм. Грани расположены на подложке, изготовленной из алюминиевого листа толщиной 1 мм, покрытого слоем слюды толщиной 300 мкм. Пластины гранью 5×1 мм приклеивали на слюду клеем БФ-2. Подложка с датчиками располагалась за выходным окном ускорителя таким образом, что ее плоскость, покрытая датчиками, пересекала ось пучка ускоренных электронов и была ей перпендикулярна. В качестве источника электронов использовали линейный ускоритель, формировавший импульсный поток быстрых электронов с энергией 3—9 МэВ, частотой следования импульсов 62—500 Гц и длительностью импульса 3 мкс. Электрическая схема включения датчиков

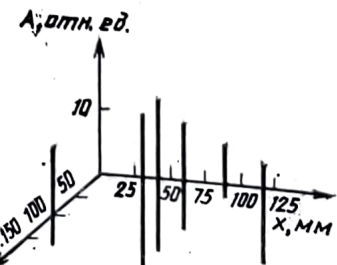


Рис. 4

показана на рис. 1. Источник электрического тока в этой схеме работал в режиме генератора тока. Приложенное к датчикам электрическое напряжение было таково, что ток, протекавший через датчики, не превышал 10 мА, в противном случае датчики грелись. Изменения проводимости датчиков во время попадания на них ускоренных электронов фиксировали на экране осциллографа, включенного параллельно нагрузочному резистору R . В результате изменений в материале датчиков под действием облучения их сопротивление постоянно возрастало, однако амплитуда импульсов, характеризующих изменение проводимости во время воздействия ускоренных электронов каждого, отдельно взятого датчика, при неизменном режиме работы ускорителя оставалась постоянной независимо от времени облучения. Амплитуда импульсов зависела только от интенсивности потока электронов, попадавшего на подключенный к электрической цепи датчик. Диаграмма на рис. 4 характеризует амплитуды импульсов A (в относительных единицах), которые получены с датчиков, находившихся в разных местах подложки при стабильном режиме работы ускорителя.

Приведенное в качестве примера устройство свидетельствует о простоте реализации описанного способа измерения интенсивности излучения. Это устройство способно работать практически неограниченное время под действием потоков любых частиц высоких энергий, не вызывающих его механического разрушения. При необходимости данное устройство можно изготовить почти «прозрачным» для излучения и расположить его между источником и объектом облучения. Очевидно, что наиболее целесообразно применять описанный способ для контроля импульсных потоков. Его также можно рекомендовать для использования в различных технологических процессах, поскольку при измерении интенсивности излучения не требуется дорогостоящих дефицитных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Абрамов И. А.** Основы экспериментальных методов ядерной физики. — М.: Атомиздат, 1970. — С. 168.
2. **Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г.** Физика полупроводников. — М.: Высшая школа, 1977. — С. 250.