

УДК 621.383.5:537.312

©1994

СПЕКТРЫ ПОВЕРХНОСТНОЙ ФОТОЭДС И ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ GaAs(100) С СУБМОНОАТОМНЫМИ СЛОЯМИ ЦЕЗИЯ

А.Л. Мусатов, С.Ю. Смирнов

Приведены спектры поверхностной фотоэдс при $h\nu < E_g$ для GaAs(100) *n*- и *p*-типов после термической очистки поверхности полупроводника в сверхвысоком вакууме и после нанесения при $T \approx 150$ К субмоноатомных слоев цезия. Из анализа спектров сделан вывод, что адсорбция Cs на GaAs вызывает появление в запрещенной зоне GaAs как дородных, так и дефектных поверхностных состояний. Энергия донорных поверхностных уровней относительно верха валентной зоны при концентрации Cs на поверхности GaAs менее 0.5 монослоя равна 0.75–0.9 эВ, а при увеличении количества Cs до 1 монослоя уменьшается до 0.5–0.6 эВ. Энергия дефектных поверхностных состояний равна 0.5 эВ относительно верха валентной зоны.

Проблема формирования барьера Шоттки на границе полупроводник–металл уже много лет привлекает большое внимание исследователей [1–6]. В случае атомно-чистой поверхности GaAs и InP важную роль в процессе закрепления уровня Ферми на границе полупроводник–металл играют поверхностные состояния (ПС), возникающие в запрещенной зоне полупроводника при адсорбции атомов металлов. Такие ПС были обнаружены на GaAs и InP методом поверхностной фотоэдс [5,7,8] и катодолюминесценции [6]. Настоящая работа посвящена исследованию ПС, возникающих при адсорбции субмоноатомных и монослоев Cs на атомно-чистую поверхность GaAs(100). Атомы цезия не реагируют с поверхностью GaAs, и среди всех металлов Cs обладает минимальной тенденцией к образованию кластеров на поверхности GaAs [9]. Эти свойства делают границу GaAs–Cs идеальной модельной системой для таких исследований. В данной работе для исследования ПС использовался метод поверхностной фотоэдс. Представлены спектры фотоэдс для чистой поверхности GaAs и после нанесения атомов Cs. Показано, что нанесение Cs приводит к образованию в запрещенной зоне GaAs новых пустых и заполненных ПС. Определена энергия их ионизации.

1. Метод исследований и методика эксперимента

Поверхностная фотоэдс в полупроводниках возникает вследствие разделения на поверхностном барьере электронов и дырок, возбужденных светом. При освещении полупроводника в области собственного

поглощения поверхностная фотоэдс связана с генерацией светом свободных электронов и дырок. Освещение полупроводника в длинноволновой области спектра ($h\nu < E_g$) вызывает поверхностную фотоэдс, связанную с оптической генерацией электронов или дырок с ПС [10,11]. Знак такой фотоэдс соответствует уменьшению поверхностного изгиба зон. При этом в случае полупроводников n -типа фотоэдс определяется генерацией электронов с заполненных ПС в зону проводимости, а для полупроводников p -типа — генерацией дырок с пустых ПС в валентную зону [11]. Таким образом, на спектрах фотоэдс имеются коротковолновая часть, порог которой определяется шириной запрещенной зоны полупроводника, и длинноволновая часть, порог которой в случае дискретных ПС соответствует энергии ионизации ПС. Исследование спектров поверхностной фотоэдс в длинноволновой области спектра ($h\nu < E_g$) позволяет определить энергию ионизации и сечение фотоионизации ПС.

Величина поверхностной фотоэдс в режиме холостого хода равна [12,13]

$$V_\phi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_\phi}{I_0} + 1 \right), \quad (1)$$

где I_ϕ — фототок, I_0 — ток насыщения поверхностно-барьерного диода, e — заряд электрона. Для малого сигнала ($V_\phi \ll kT/e$, $I_\phi \ll I_0$) получим

$$V_\phi = \frac{kT}{e} \frac{V_\phi}{I_0}. \quad (2)$$

В области собственного оптического поглощения ($h\nu > E_g$) фотоэдс V_ϕ^c равна

$$V_\phi^c = \frac{kT}{e} \frac{eW\beta}{h\nu I_0(1 + 1/\alpha L)}, \quad (3)$$

где W — интенсивность падающего излучения, β — квантовый выход внутреннего фотоэффекта ($\beta \approx 1$), α — коэффициент оптического поглощения, L — длина диффузии неосновных носителей. Вдали от порога собственного оптического поглощения, когда $\alpha L \gg 1$, получаем

$$V_\phi^c = \frac{kT}{e} \frac{eW}{h\nu I_0}. \quad (4)$$

В длинноволновой области спектра ($h\nu < E_g$), где фотоэдс определяется генерацией электронов или дырок в ПС, фотоэдс V_ϕ^n равна

$$V_\phi^n = \frac{kT}{e} \frac{eW}{h\nu} \frac{N_{ss}\sigma_\phi}{I_0}. \quad (5)$$

Здесь N_{ss} — плотность поверхностных состояний, σ_ϕ — сечение фотоионизации ПС. Из выражения (5) следует, что фотоэдс V_ϕ^n определяется не только параметрами ПС N_{ss} и σ_ϕ , но и током поверхностно-барьерного диода I_0 , который зависит от высоты поверхностного ба-

рьера. Эту зависимость можно исключить, нормируя фотоэдс в длинноволновой области спектра на величину фотоэдс в области собственного поглощения. При этом из выражения (4) и (5) получим

$$\frac{V_{\phi}^n}{V_{\phi}^c} = K N_{ss} \sigma_{\phi}, \quad (6)$$

$$K = \frac{W_n \nu_c}{\nu_n W_c}.$$

Как видно из выражения (6), величина V_{ϕ}^n/V_{ϕ}^c определяется произведением концентрации ПС N_{ss} на их сечение фотоионизации σ_{ϕ} . В случае, если фотоэдс рассчитана на число падающих фотонов, $V_{\phi}^n/V_{\phi}^c = n_{ss} \sigma_{\phi}$.

Поверхностная фотоэдс измерялась методом электронного пучка [14], при котором поверхность образца облучается пучком медленных электронов с энергией ~ 1 эВ и освещается модулированным светом с частотой ω . Возникновение фотоэдс приводит к сдвигу ВАХ электронного тока на образец. Это вызывает изменение электронного тока в цепи образца, что регистрируется по изменению напряжения на нагрузочном сопротивлении. Сигнал на нагрузочном сопротивлении R_n на частоте ω равен

$$V_n(\omega) = V_{\phi}(\omega) R_n \frac{\partial I(V)}{\partial V}, \quad (7)$$

где $I(V)$ — ток электронного пучка на образец, $V_{\phi}(\omega)$ — фотоэдс. Отсюда для поверхностной фотоэдс получаем

$$V_{\phi}(\omega) = \frac{V_n(\omega)}{R_n (\partial I / \partial V)}. \quad (8)$$

Исследования спектров поверхностной фотоэдс проводились в сверхвысоком вакууме ($p \sim 10^{-10}$ мм рт. ст.) на эпитаксиальных пленках GaAs(100) при низкой температуре (~ 150 К). Эпитаксиальные пленки GaAs n -типа ($n = 1 \div 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) толщиной 4 мкм были выращены на n^+ -GaAs(100) подложке, а эпитаксиальные пленки GaAs p -типа ($p = 4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) толщиной 3 мкм были выращены на p^+ -GaAs(100) подложке. Омический контакт был сделан с задней поверхности образцов. Поверхность эпитаксиальных пленок очищалась химическим травлением в растворе HCl в изопропиловом спирте и затем прогревом в сверхвысоком вакууме. После очистки поверхности образцы охлаждались до температуры ~ 150 К, затем проводились нанесение цезия и измерения спектров поверхностной фотоэдс. В качестве источника Cs использовался стандартный каналный источник на основе хромата цезия.

Поверхностная фотоэдс измерялась на частоте 9.8 Гц селективным усилителем с синхронным детектором. При этом образец облучался

монохроматическим излучением в области длин волн 0.6–1.8 мкм. Интенсивность излучения 10^{13} – 10^{15} фотонов/см²·с. Плотность электронного тока $\sim 10^{-7}$ А/см². Для устранения рассеянного света при измерениях в длинноволновой области спектра ($h\nu < 1.38$ эВ) использовался фильтр из полированного GaAs с пропусканием около 40%. Метод электронного пучка позволял также определять изменение работы выхода GaAs при нанесении Cs. Мы использовали эту возможность для калибровки источника цезия. При этом в соответствии с результатами работ [15,16] мы полагали, что минимум работы выхода системы GaAs(100)–Cs соответствует слою Cs толщиной 0.5 монослоя.

2. Результаты измерений и их обсуждение

1) С п е к т р ы п о в е р х н о с т н о й ф о т о э д с. Спектры поверхностной фотоэдс GaAs состояли из коротковолновой ($h\nu > E_g$) и длинноволновой ($h\nu < E_g$) частей (кроме чистой поверхности n -GaAs, где фотоэдс при $h\nu < E_g$ отсутствовала). Спектры поверхностей фотоэдс в длинноволновой области спектра ($h\nu < E_g$) для n -GaAs(100) и p -GaAs(100) после термической очистки поверхности полупроводника в сверхвысоком вакууме и после нанесения атомов Cs приведены на рис. 1, 2. Нанесение Cs и все измерения фотоэдс проводились при низкой температуре ($T \approx 150$ К). Все спектры были рассчитаны на число падающих фотонов и нормированы на величину фотоэдс в собственной области спектра ($h\nu = 1.55$ эВ), т.е. на рис. 1,2 представлены зависимости $V_\phi(h\nu)/V_\phi(1.55) = f(h\nu)$. Из выражения (6) следует, что отношение $V_\phi(h\nu)/V_\phi(1.55)$ в этом случае равно произведению сечения фотоионизации на концентрацию поверхностных состояний N_{ss} , $V_\phi(h\nu)/V_\phi(1.55) = \sigma_\phi(h\nu)N_{ss}$.

Для поверхности n -GaAs, приготовленной термической очисткой, сигнал в длинноволновой области спектра ($h\nu < E_g$) отсутствует. Это означает, что для такой поверхности концентрация заполненных поверхностных состояний в запрещенной зоне GaAs мала, ниже чувствительности нашей измерительной системы. Нанесение Cs на поверхность n -GaAs приводит к появлению поверхностной фотоэдс в длинноволновой области спектра $h\nu < 1.35$ эВ (рис. 1). Так как нанесение Cs и исследования спектров проводились при низкой температуре, то можно пренебречь диффузией атомов Cs в объем полупроводника и сделать вывод, что возникновение фотоэдс в длинноволновой области спектра для n -GaAs связано с образованием новых заполненных поверхностных состояний в запрещенной зоне GaAs.

В отличие от образцов n -типа для p -GaAs после термической очистки поверхности в области спектра $h\nu < 1.35$ эВ имеется заметный отклик, определяющийся генерацией дырок с пустых ПС, связанных с дефектами или остаточными поверхностными примесями (рис. 2, кривая 1). Нанесение субмоноатомных слоев цезия на p -GaAs приводит к резкому изменению формы спектральной характеристики поверхностной фотоэдс в длинноволновой области спектра (рис. 2, кривые 2–4). Это указывает на появление в запрещенной зоне новых пустых ПС с другой энергией ионизации E_i .

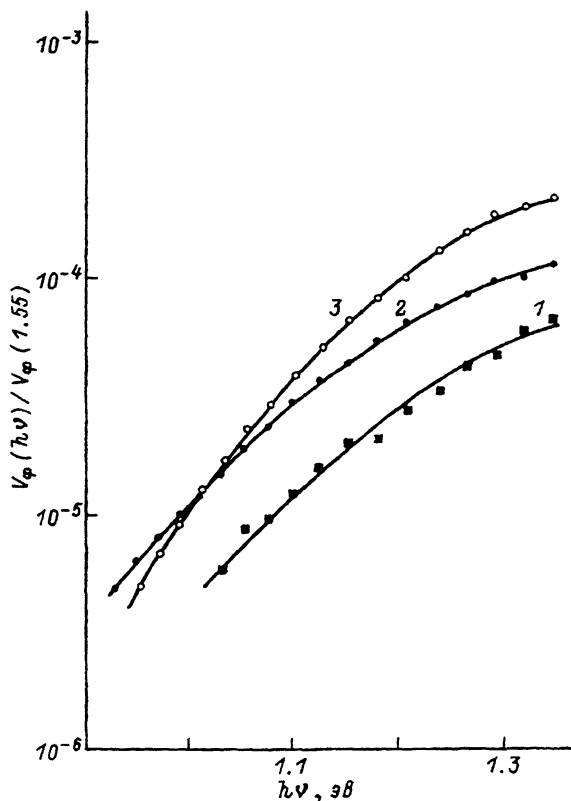


Рис. 1. Спектры поверхностной фотоэдс n -GaAs(100) в области энергии фотонов $\hbar\nu < E_g$ после нанесения слоев цезия толщиной 0.15 (1), 0.4 (2) и 0.7 (3) монослоев. Спектры нормированы на величину фотоэдс при $\hbar\nu = 1.55$ эВ.

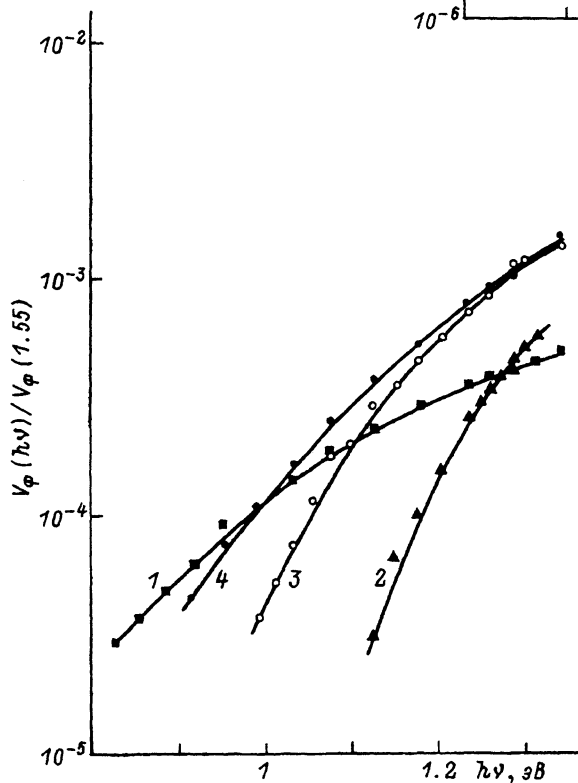


Рис. 2. Спектры поверхностной фотоэдс p -GaAs(100) в области энергии фотонов $\hbar\nu < E_g$ после термической очистки поверхности в сверхвысоком вакууме (1) и после нанесения слоев цезия толщиной 0.3 (2), 0.5 (3) и 0.7 (4) монослоев. Спектры нормированы на величину фотоэдс при $\hbar\nu = 1.55$ эВ.

2) Определение энергии ионизации ПС. Следуя [2-4], мы полагали, что поверхностные состояния, введенные при адсорбции Cs, характеризуются одним дискретным уровнем в запрещенной зоне. Тогда энергия ионизации этого уровня E_i может быть определена анализом экспериментальной зависимости $V_\phi(h\nu) \sim \sigma_\phi(h\nu)$. Для такого анализа необходимо знать теоретическую зависимость сечения фотоионизации $\sigma_\phi(h\nu)$ для ПС. Мы не знаем расчетов $\sigma_\phi(h\nu)$ для поверхностных уровней и использовали для анализа наших экспериментальных данных модель Ридли [17] для объемных глубоких примесных центров. Согласно этой модели, сечение фотоионизации для перехода электронов с примесного уровня в зону проводимости описывается выражением

$$\sigma_\phi \sim \frac{(h\nu - E_i)^{3/2}}{h\nu}. \quad (9)$$

Пример аппроксимации спектров фотоэдс выражением (9) приведен на рис. 3, где представлены экспериментальная зависимость $V_\phi(h\nu)$ при $g\nu < E_g$ для *n*-GaAs при адсорбции 0.3 монослоев Cs и теоретическая зависимость (9). Величина E_i определялась с помощью компьютера методом наименьших квадратов и равна в данном случае $E_i = 0.95$ эВ, что соответствует ПС, лежащим на ~ 0.5 эВ выше верха валентной зоны. Как видно на рис. 3, экспериментальная кривая имеет длинно-волновой экспоненциальный хвост, который не описывается формулой (9). Аналогичный эффект наблюдается также для случая объемных глубоких примесей и связывается с влиянием фононов и сильного электрического поля [17]. Последний эффект, по-видимому, особенно важен для поверхностных примесей, поскольку вблизи поверхности всегда существует сильное электрическое поле величиной $\sim 10^4 \div 10^5$ В/см, связанное с изгибом зон на поверхности. Следует отметить, что экспериментальные зависимости $V_\phi(h\nu)$ хорошо аппроксимируются с помощью формулы (9) только при концентрации Cs 0.3-0.5 монослоя. При меньшей и большей (до 1.5 монослоя) концентрации Cs экспоненциальный хвост на зависимости $V_\phi(h\nu)$ увеличивается, что затрудняет определение E_i . Причина этого эффекта в настоящее время не ясна и может быть связана с более сильным влиянием фононов на процесс фотоионизации при данной концентрации цезия.

Спектральные характеристики поверхностной фотоэдс в случае *p*-GaAs не удалось описать формулой (9), которая была получена Ридли для фотоионизации нейтрального примесного центра. Мы предположили, что пустые ПС, дающие вклад в фотоэдс на *p*-GaAs, после фотоионизации дырки остаются положительно заряженными, т.е. являются отталкивающими центрами. В этом случае в формулу для сечения фотоионизации нужно ввести зоммерфельдовский множитель [17]. Мы получим следующее выражение для σ_ϕ :

$$\sigma_\phi \sim \frac{h\nu - E_i}{h\nu} \exp \left[-\frac{\pi |Z| \sqrt{2m^*} e^2}{\kappa \hbar (h\nu - E_i)^{1/2}} \right]. \quad (10)$$

Здесь $|Z|$ — зарядность центра после ионизации, m^* — эффективная масса, κ — диэлектрическая проницаемость.

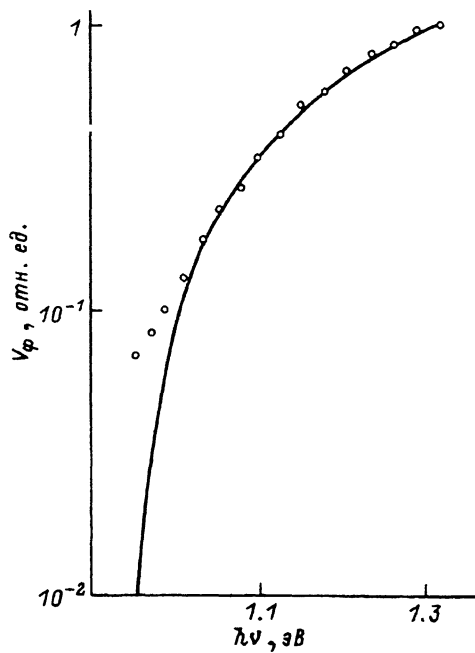


Рис. 3. Экспериментальный спектр поверхностной фотоэдс при $h\nu < E_g$ для n -GaAs(100) после нанесения 0.3 монослоев Cs (точки) и теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (9) для $E_i = 0.95$ эВ.

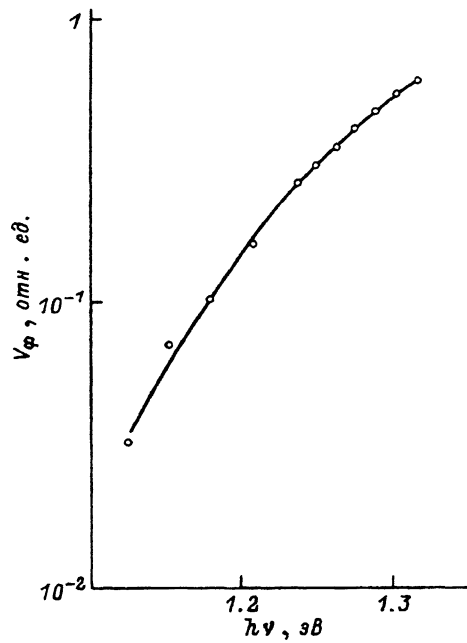


Рис. 4. Экспериментальный спектр поверхностной фотоэдс при $h\nu < E_g$ для p -GaAs(100) после нанесения 0.3 монослоев Cs (точки) и теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (10) для $m^* = m_0$, $|Z| = 2$, $E_i = 0.9$ эВ.

Спектральные характеристики поверхностной фотоэдс в длинноволновой области спектра как для чистой поверхности p -GaAs, так и при нанесении на p -GaAs слоя Cs толщиной до ~ 2 монослоев удалось аппроксимировать выражением (10) при $m^* = m_0$; $|z| = 2$ или 3. В качестве примера такой аппроксимации на рис. 4 приведены экспериментальная зависимость $V_\phi(h\nu)$ при $h\nu < E_g$ для p -GaAs при адсорбции 0.3 монослоя Cs и теоретическая зависимость (10) с $m^* = m_0$ и $|Z| = 2$. Величина E_i определялась с помощью компьютера методом наименьших квадратов и равна в данном случае $E_i = 0.9$ эВ. Подчеркнем, что для образцов p -типа поверхностная фотоэдс связана с фотоионизацией дырок в валентную зону, так что энергия ионизации E_i равна энергии ПС относительно верха валентной зоны.

3) Анализ спектров поверхностной фотоэдс. Анализ спектральных характеристик поверхностной фотоэдс на p -GaAs (рис. 2) с помощью выражения (10) показал, что энергия ионизации пустых ПС, присутствующих на чистой поверхности GaAs, равна $E_i \approx 0.5$ эВ, т.е. эти ПС расположены на 0.5 эВ выше верха валентной зоны, по-видимому, непосредственно над уровнем Ферми [18]. После адсорбции слоя Cs толщиной $\sim 0.1 \div 0.3$ монослоя порог фотоэдс на p -GaAs смещается в коротковолновую область, что указывает на исчезновение этих пустых ПС с энергией $E \approx 0.5$ эВ. При адсорбции

такого же количества Cs на n -GaAs появляется поверхностная фотоэдс с порогом $h\nu_0 \approx 0.95$ эВ, что соответствует возникновению заполненных ПС с энергией ионизации $E_0 \approx 0.95$ эВ, т.е. расположенных при той же энергии ($E \approx 0.5$ эВ) относительно верха валентной зоны, что и пустые ПС на чистой поверхности p -GaAs. Возникновение заполненных ПС на месте пустых может быть связано с перестройкой поверхности GaAs после нанесения Cs. Однако, по нашему мнению, более вероятно, что пустые ПС с энергией $E \approx 0.5$ эВ становятся заполненными после адсорбции Cs за счет перехода на них электронов с донорных уровней, индуцированных адсорбцией Cs, которые лежат в запрещенной зоне GaAs при более высокой энергии. После такого электронного перехода эти донорные состояния становятся пустыми и дают вклад в поверхностную фотоэдс на p -GaAs. Анализ спектра поверхностной фотоэдс для p -GaAs после адсорбции $\sim 0.1 \div 0.3$ монослоя Cs позволил определить энергию ионизации этого донорного уровня, которая оказалась равной 0.75–0.9 эВ для разных образцов.

Следует отметить, что резкий сдвиг порога спектра фотоэдс на p -GaAs наблюдается уже при нанесении 0.1 монослоя Cs. Это означает, что уже при адсорбции такого количества Cs дефектные ПС при $E = 0.5$ эВ относительно верха валентной зоны полностью заполнены. Если бы концентрация дефектных ПС не менялась при адсорбции цезия, то величина фотоэдс на n -GaAs-Cs, связанная с фотоионизацией заполненных дефектных ПС, не должна была бы увеличиваться при увеличении количества Cs более 0.1 монослоя. Однако это не так. На рис. 5 представлены зависимости от количества Cs величины фотоэдс при $h\nu = 1.24$ эВ, нормированной на V_ϕ в собственной области спектра ($h\nu = 1.55$ эВ) для n -GaAs и p -GaAs, т.е. зависимости

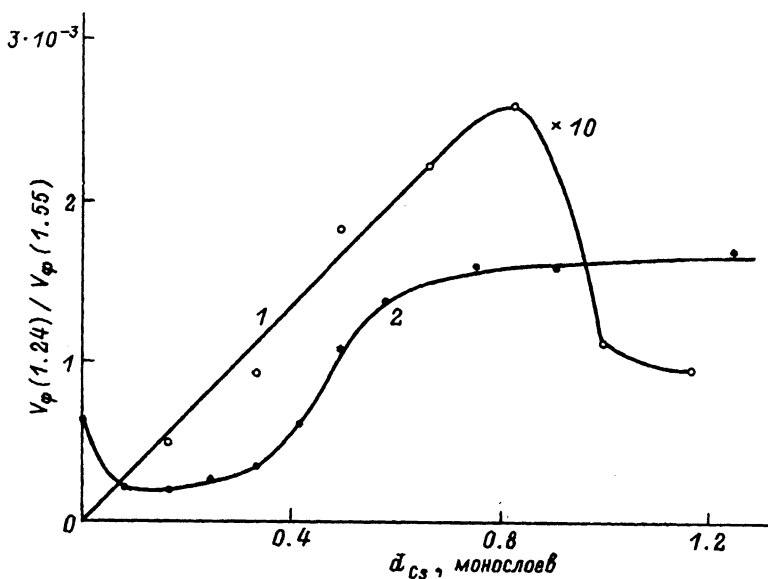


Рис. 5. Зависимости величины поверхностной фотоэдс на GaAs(100)-Cs при $h\nu = 1.24$ эВ от толщины слоя цезия (в монослоях).
 1 — n -тип, 2 — p -тип. Характеристики нормированы на величину фотоэдс при $h\nu = 1.55$ эВ.

$V_{\phi}(1.24)/V_{\phi}(1.55) = f(d_{Cs})$. Как видно из рис. 5 (кривая 1), величина фотоэдс на n -GaAs линейно зависит от количества адсорбата вплоть до толщины $\sim 0.6 \div 0.7$ монослоя. Поскольку фотоэдс в данном случае связана с генерацией электронов с дефектных уровней, компенсированных донорами, то следует предположить, что нанесение Cs приводит не только к образованию новых донорных, но и дополнительных дефектных уровней. К аналогичному выводу пришли авторы работы [9] для GaAs(110)-Cs.

Увеличение количества Cs на GaAs более 0.3–0.4 монослоя вызывает сдвиг порога фотоэдс на p -GaAs вновь в длинноволновую область спектра (рис. 2). Поскольку в данном случае фотоэдс связана с возбуждением дырок с пустых донорных уровней, это означает, что энергия этих донорных уровней относительно верха валентной зоны уменьшается, вероятно, за счет взаимодействия атомов Cs. При толщине слоя цезия около 1 монослоя порог фотоэдс на p -GaAs-Cs и, следовательно, энергия ионизации данных уровней достигает 0.5–0.6 эВ, т.е. почти сравнивается с энергией дефектных уровней.

Как видно из рис. 5, при концентрации Cs до ~ 0.7 монослоя наблюдается линейное соотношение между величиной $V_{\phi}(1.24)/V_{\phi}(1.55) = \sigma_{\phi} N_{ss}$ для n -GaAs и толщиной слоя Cs. По нашему мнению, это линейное соотношение соответствует постоянной величине сечения фотоионизации σ_{ϕ} и прямой пропорциональности между плотностью поверхностных состояний N_{ss} и количеством адсорбированного цезия N_{Cs} . Если считать, согласно [9], что каждому атому Cs соответствует одно донорное состояние и, следовательно, одно компенсированное дефектное ПС, и принять, что один монослой содержит $\sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ атомов Cs [16], то из наших экспериментальных данных и формулы (6) можно оценить величину сечения фотоионизации σ_{ϕ} . Мы получили, что при $h\nu = 1.24 \text{ эВ}$ $\sigma_{\phi} \sim 10^{-18} \text{ см}^{-2}$. При увеличении количества Cs более ~ 0.7 монослоя величина $V_{\phi}(1.24)/V_{\phi}(1.55)$ для n -GaAs уменьшается и выходит на насыщение. По-видимому, это означает, что дальнейшее увеличение количества Cs более не приводит к образованию новых ПС, а сечение фотоионизации уменьшается из-за взаимодействия между атомами Cs.

Зависимость $V_{\phi}(1.24)/V_{\phi}(1.55) = f(d_{Cs})$ для p -GaAs более сложная и связана, вероятно, не только с изменением концентрации пустых ПС, но и их сечения фотоионизации прежде всего из-за изменения порога фотоэдс и энергии ПС.

Проведенные эксперименты, по нашему мнению, позволяют сделать вывод, что нанесение Cs на поверхность GaAs(100) приводит к образованию как донорных, так и дефектных ПС в запрещенной зоне полупроводника. Энергия донорных поверхностных уровней относительно верха валентной зоны при концентрации Cs менее 0.5 монослоя равна 0.75–0.9 эВ, а при увеличении количества Cs до 1 монослоя энергия уменьшается до 0.5–0.6 эВ. Энергия дефектных ПС, возникающих при адсорбции Cs, соответствует энергий пустых дефектных уровней на чистой поверхности GaAs и равна 0.5 эВ.

4) М е т а л л и з а ц и я п л е н о к C s н а G a A s . В последние годы большой интерес вызывает процесс возникновения металлической

проводимости (металлизации) в моноатомных пленках атомов металлов, нанесенных на атомно-чистую поверхность GaAs (см., например, [9,19,20]). При этом в качестве критериев возникновения металлизации используют совпадение уровня Ферми с краем фотоэлектронного спектра таких пленок, а также появление на фотоэлектронных спектрах пиков, соответствующих плазмонным потерям. На основе наших исследований поверхностной фотоэдс мы предлагаем другой критерий металлизации пленок на поверхности полупроводников: резкое падение величины поверхностной фотоэдс в области собственного поглощения на образцах *n*- и *p*-типов. Действительно, если пленка наносится на полупроводник без маски, как в наших экспериментах с Cs, то возникновение металлической проводимости может закортить поверхность с держателем образца или с омическим контактом и вызвать резкое падение величины фотоэдс.

Этот эффект наблюдался в наших экспериментах и иллюстрируется рис. 6, где приведены зависимости поверхностной фотоэдс при $h\nu = 1.55$ эВ от толщины пленки Cs для *n*- и *p*-типов. Как видно из рис. 6, при толщине слоя Cs около 1 монослоя наблюдается максимум фотоэдс, связанный, вероятно, с увеличением поверхностного барьера. Дальнейшее увеличение толщины слоя Cs приводит к резкому падению

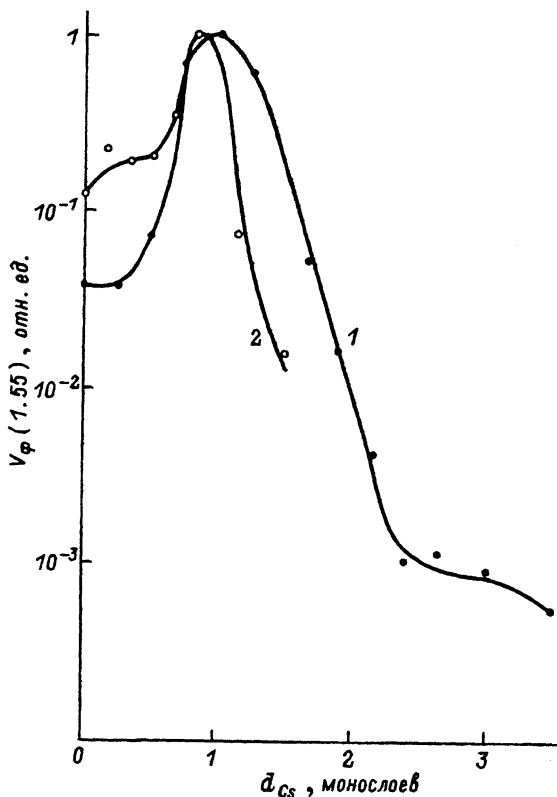


Рис. 6. Зависимости величины поверхностной фотоэдс на GaAs(100)-Cs при $h\nu = 1.55$ эВ от толщины слоя цезия (в монослоях).

1 — *n*-тип, 2 — *p*-тип. Характеристики нормированы на максимум величины фотоэдс.

сигнала на 2-3 порядка величины. Мы полагаем, что наблюдаемое уменьшение поверхностной фотоэдс связано с возникновением металлической проводимости в пленке Cs и закорачиванием приповерхностной области полупроводника, где возникает фотоэдс. Из этих данных следует, что металлизация наступает при толщине пленки Cs на GaAs(100), равной 2 монослоям. Этот результат согласуется с результатами работы [9], где металлизация пленки Cs на GaAs(110) при низкой температуре также наблюдалась при 2 монослоях цезия.

Список литературы

- [1] Brillson L.J. // Surf. Sci. Rep. 1982. V. 2. N 2. P. 123-326.
- [2] Spicer W.E., Kendelewicz T., Newman N. et al. // Appl. Surf. Sci. 1988. V. 33/34. P. 1009-1029.
- [3] Monch W. // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. B6. N 4. P. 1270-1276.
- [4] Klepeis J.E., Harrison W.A. // J. Vac. Sci. Technol. 1989. V. B7. N 4. P. 964-970.
- [5] Shapira Y., Brillson L.J., Heller A. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 12. P. 6824-6832.
- [6] Viturro R.E., Shaw J.L., Brillson L.J. et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. B6. N 4. P. 1397-1402.
- [7] Мусатов А.Л., Гейзер С.В. // ФТТ. 1991. Т. 3. № 1. С. 124-128.
- [8] Musatov A.L., Smirnov S.Yu. // Surf. Sci. 1992. V. 269/270. P. 1048-1053.
- [9] Cao R., Miyano K., Kendelewicz T. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 17. P. 12655-12663.
- [10] Остроумова Е.В. // ФТП. 1969. Т. 3. № 7. С. 1095-1097.
- [11] Gatot H.C., Lagowski J. // J. Vac. Sci. Technol. 1973. V. 10 N 1. P. 130-135.
- [12] Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [13] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М.: Мир, 1984.
- [14] Стейнриссер Ф., Хетрик Р.Е. // Приборы для научных исследований. 1971. № 3. С. 14-18.
- [15] Goldstein B., Szostak D. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 3. P. 111-113.
- [16] Kamaratos M., Bauer E. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 12. P. 7564-7572.
- [17] Ridley B.K. // J. Phys. C: Solid St. Phys. 1980. V. 30. N 10. P. 2015-2026.
- [18] Lay G.L., Mao D., Kahn A. et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 7. P. 14301-14304.
- [19] Pretisch M., Domke M., Laubschat et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 5. P. 436-439.
- [20] Stiles K., Kahn A. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 5. P. 440-443.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
29 января 1993 г.