

**ВЗАИМОСВЯЗЬ МИКРОСТРУКТУРЫ  
ПОВЕРХНОСТИ И СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКОГО  
ПОГЛОЩЕНИЯ В ПЛЕНКАХ  
НА ОСНОВЕ А-Si:H**

Вишняков Н.В., Юлкин А.В., Уточкин И.Г.

*Рязанская государственная  
радиотехническая академия*

Гидрированный аморфный кремний (a-Si:H) и сплавы на его основе являются весьма привлекательным материалом для создания целого ряда электронных устройств, среди которых солнечные элементы, матрицы тонкопленочных транзисторов, фотоприемники и т.п.. Ввиду того, что данный материал является структурно-неоднородным, то особое внимание исследователей уделялось взаимосвязи между структурными особенностями и распределением электронных состояний, наиболее простой способ изучения которых состоит в измерении спектра оптического поглощения.

В данной работе исследовалась микроструктура и оптическое поглощение пленок a-Si:H, полученных в плазме НЧ разряда. Как было установлено методами атомно-силовой микроскопии, характерным элементом микроструктуры поверхности данных пленок являются кластеры диаметром 20-50 нм. Измеренные спектры оптического поглощения имели характерные топологические особенности в виде пика в низкоэнергетической части спектра, амплитуда которого достигала  $10^3 \text{ см}^{-1}$ .

Для объяснения полученных результатов было выдвинуто предположение, что в объеме материала, так же как и на поверхности, присутствуют структурные неоднородности в виде кластеров. При этом кластер, по аналогии с моделью квантовых ям М.Х.Бродски [1], представляет собой квантовую точку, которая образована практически "чистым" a-Si, а широкозонная – областями с повышенным содержанием водорода.

Тогда для материала, содержащего произвольно расположенные включения в виде кластеров, его диэлектрическую функцию  $\epsilon^*$  можно связать с поляризуемостью кластеров  $a^*$  уравнением Максвелл-Гарнетта:

$$\frac{\epsilon^* - \epsilon_h}{\epsilon^* + 2 \cdot \epsilon_h} = \frac{4}{3} \cdot p \cdot N \cdot a^*, \quad (1)$$

где  $\epsilon_h$  - диэлектрическая функция областей с повышенным содержанием водорода, N – концентрация кластеров. Приняв  $a^*$  равной обычной поляризуемости сферы радиусом R:

$$a^*(R) = \frac{\epsilon_s - \epsilon_h}{\epsilon_s + 2 \cdot \epsilon_h} \cdot R^3, \quad (2)$$

где  $\epsilon_s$  - диэлектрическая функция областей образованных практически "чистым" a-Si, найдем оптическое поглощение по известной формуле:

$$a(E) = \frac{2 \cdot c}{h \cdot E} \sqrt{\frac{|e^*|^2 - \text{Re}(e^*)^2}{2}}. \quad (3)$$

Расчет линейного оптического поглощения по формуле (3) теперь сводится к нахождению диэлектрических функций  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_h$ . Согласно [2], диэлектрическую функцию определим как:

$$\epsilon(E) = 1 + \frac{e^2 \cdot h^2}{p^2 \cdot m_c} \cdot \sum_{n,c} \int \frac{f_{cn}^{(e)}(k) dk}{(E_{ck} - E_{nk})^2 - E^2}, \quad (4)$$

$$f_{cn}^{(e)}(k) = \frac{2 \cdot |\hat{e} \cdot M_{cn}(k)|^2}{m_c \cdot (E_{ck} - E_{nk})}, \quad (5)$$

где  $n = \bar{n}, c$  - номера заполненных и свободных электронных состояний;  $m_c$  - эффективная масса электрона;  $M_{ij}(k)$  - матричный элемент оператора импульса;  $\hat{e}$  - вектор поляризации световой волны; значения для уровней размерного квантования в квантовой точке для зоны проводимости и валентной находили из решения уравнения Шредингера.

Результаты теоретического расчета произведенного нами, согласуются со спектрами оптического поглощения полученными в ходе эксперимента. При этом четко прослеживается взаимосвязь между размерами кластеров в пленке a-Si:H и видом спектра поглощения.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. М.Н.Бродски Sol.St.Comm., **36**, 55 (1980)
2. Р.Уиллардс, А.Бир Оптические свойства полупроводников. М.:Мир, 1970. 376с.

**МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ Ne(2p<sup>5</sup>3p)-  
СОСТОЯНИЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
АТОМОВ НЕОНА НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ**

Курсков С.Ю., Тиккоева М.М.

*Петрозаводский государственный университет,  
Петрозаводск*

В докладе представлены результаты экспериментального исследования механизма возбуждения 3p'[1/2]<sup>1</sup>-, 3p'[3/2]<sup>1</sup>-уровней Ne I при столкновениях атомов неона в основном состоянии в диапазоне энергий от порога до 500 эВ (с.д.м.). Эта область энергий представляет особый интерес, так как здесь теоретическое исследование неупругих процессов затруднено и, следовательно, информация о количественных характеристиках и механизмах возбуждения может быть получена в основном экспериментальным путем.

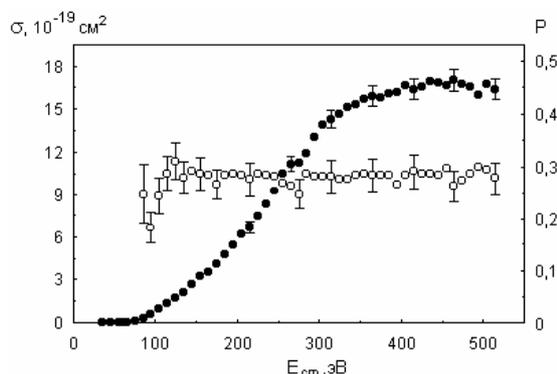
В ходе работы были измерены зависимости сечений возбуждения и степени поляризации спектральных линий 588.2 нм (3s[3/2]<sup>0</sup>2-3p'[1/2]<sup>1</sup>-переход) и

626.6 нм ( $3s'[1/2]^0-3p'[3/2]^1$ -переход) от энергии столкновения атомов неона в основном состоянии.

Измерения сечений возбуждения и поляризации излучения при взаимодействии пучка быстрых атомов с газовой мишенью выполнены методами оптической спектроскопии с помощью автоматизированной установки на базе персонального компьютера и программно-управляемой системы КАМАК. Методика измерений рассмотрена в работе [1]. Формирование пучка быстрых атомов осуществлялось путем симметричной резонансной перезарядки ионов на собственном газе в каналах вытягивающего электрода газоразрядного источника ионов. Плотность потока быстрых частиц в камере столкновений достигала  $10^{18}$  част/(м<sup>2</sup> с). Угловая расходимость пучка на полувысоте не превышала  $3 \cdot 10^{-4}$  ср. Наличие метастабильных атомов контролировалось методом лазерной флуоресценции. Содержание метастабильных атомов

неона в  $3s[3/2]^2$ -состоянии в пучке быстрых частиц составляло 0.3% от общего числа атомов. Интенсивность атомного пучка определялась по вторичной электронной эмиссии с поверхности детектора быстрых частиц. Давление газа-мишени в камере столкновений было равно  $4.5 \cdot 10^{-1}$  Па, давление остаточного газа не превышало  $3 \cdot 10^{-4}$  Па. Излучение возбужденных частиц регистрировалось под углом  $90^\circ$  к атомному пучку, поэтому возбужденные частицы пучка и мишени не различались. Систематическая погрешность измерения сечений с учетом погрешности измерения абсолютной чувствительности ( $\pm 10\%$ ), погрешности определения коэффициента вторичной электронной эмиссии с поверхности детектора быстрых частиц ( $\pm 20\%$ ) и погрешности измерения давления газа мишени ( $\pm 20\%$ ) могла достигать  $\pm 50\%$ .

Сечение возбуждения и функция поляризации линии 626.6 нм приведены на рис. 1.



**Рисунок 1.** Зависимость сечения возбуждения  $\sigma$  (●) и степени поляризации  $P$  (□) спектральной линии 626.6 нм от энергии столкновения атомов неона

Для полного момента  $J=1$  поляризация излучения даёт возможность разделить сечения возбуждения магнитного подуровня  $\sigma^0$ , соответствующего нулевой проекции момента на межъядерную ось квазимолекулы, и  $\sigma^1$ , соответствующего проекции  $\pm 1$ . Поскольку

$$\sigma = \sigma^0 + 2\sigma^1,$$

$$P = (\sigma^0 - \sigma^1) / (\sigma^0 + \sigma^1)$$

и  $P > 0$  для обеих спектральных линий, то очевидно, что преимущественно заселяются состояния с нулевой проекцией полного момента на межъядерную ось. Т. е. термы квазимолекулы, которые привели к заселению данных возбужденных состояний  $3p'[3/2]^1$  и  $3p'[1/2]^1$ , – это  $\Sigma_g$ -термы. Поэтому заселение состояний  $3p'[3/2]^1$  и  $3p'[1/2]^1$ , скорее всего, обусловлено переходами между входным  $\Sigma_g$ -термом и выходными  $\Sigma_g$ -термами за счёт радиального взаимодействия или переходами  $\Sigma_g - \Pi_g - \Sigma_g$  за счет вращательного взаимодействия. Поскольку выходные  $\Sigma_g$ -термы в квазимолекуле неона это дважды возбужденные термы, то

можно предположить, что и второй из взаимодействующих атомов оказывается в возбужденном состоянии. Последнее согласуется с правилом Вигнера, которое утверждает, что полный спин системы при столкновении не меняется, а также с результатами, полученными в работах [2, 3].

На основании диабатической корреляционной диаграммы молекулярных орбиталей  $Ne_2$  [4] и результатов измерения поляризации излучения также можно сделать вывод, что основным механизмом заселения состояний  $2p^5 3p$ -конфигурации, вероятно, является двухступенчатый механизм, включающий одно- и двухэлектронные  $4f\sigma_u - 5p\sigma_u$ - и  $5p\sigma_u - 5f\sigma_u$ -переходы, обусловленные радиальным взаимодействием. В случае одновременного возбуждения сталкивающихся частиц, что необходимо, например, при возбуждении

$3p'[1/2]^1$ -уровня ( $^3P1$ ), следует также учитывать двухэлектронные  $4f\sigma_u - 4p\sigma_u$ - и  $4p\sigma_u - 3p\pi_u$ -переходы [4]. Однако небольшая величина сечения возбуждения

$3p'[1/2]^1$ -уровня по сравнению с сечением возбуждения  $3p'[3/2]^1$ -уровня свидетельствует о не столь значительной роли этого механизма, как предполагалось в [4].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курсков С.Ю., Хахаев А.Д. Спектроскопическое исследование процессов возбуждения в пучке атомов гелия //Известия АН СССР. Серия физическая. 1989. Т. 53. В. 9. С. 1689–1698.
2. Martin P.J., Riecke G., Hermann J., Zehnle L., Kempter V. //J. Phys. B. 1978. V. 11. P. 1991–2001.
3. Moorman L., van Hoegaerden V., van Eck J., Heidemman H.G.M. The simultaneous excitation of both collision partners to various substate combinations in Ne–Ne and He–He collisions //J. Phys. B. 1987. V. 20. P. 6267–6281.
4. Gauyacq J.P. Theoretical study of Ne–Ne collisions //J. Phys. B. 1978. V. 11. P. 85–113.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В СИСТЕМЕ MATLAB

Лазарева С.В.

Читинский государственный университет,  
Чита

При расчетах токов коротких замыканий (КЗ) согласно ГОСТ 28249-93 рекомендуется учитывать сопротивление электрической дуги в месте КЗ. В работах канд. техн. наук Усихина В.Н. отмечается, что: "...при расчетах токов КЗ в сетях до 1000 В сопротивление дуги  $r_d$  в месте КЗ необходимо учитывать как постоянную величину, равную 2-3 мОм при трехфазных КЗ и 5-6 мОм при однофазных КЗ, что значительно снижает трудозатраты при расчетах токов КЗ, обеспечивая необходимую точность расчетов, экономическую целесообразность и надежность выбора защитных аппаратов и токопроводов." Доктор техн. наук Жуков В.В. указывает на то, что электрическая дуга может быть самопогасающей или устойчивой. Для расчетов токов КЗ в большей степени интересна устойчивая дуга.

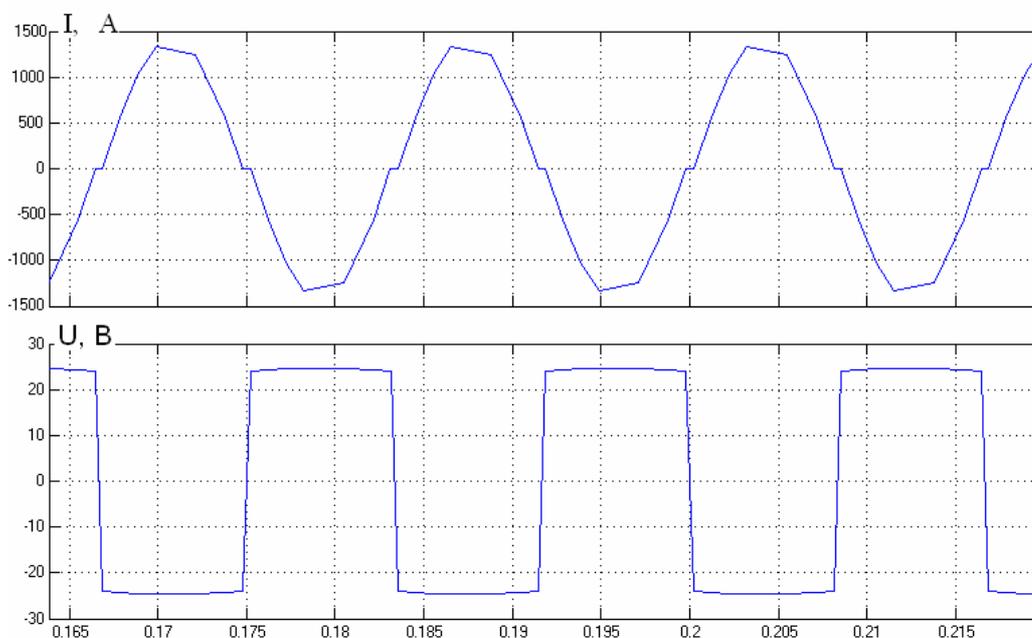


Рисунок 1. Ток I и напряжение U дуги

Для исследования дуги в сетях 0,4 кВ автором на основе указанных работ была разработана ее математическая модель, реализованная с помощью пакета MATLAB. На рис.1 приведены осциллограммы напряжения и тока дуги, полученные с помощью этой модели. Полученные результаты хорошо согласуются с опытными данными Жукова В.В.

Проведенные исследования на разработанной модели позволяют сделать следующие выводы:

1. Данная модель может быть использована для исследования дуговых КЗ в электрических сетях 0,4 кВ при помощи системы MATLAB.

2. По результатам моделирования можно отметить удовлетворительное согласование с теорией и опытом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 28249-93 Короткие замыкания в электроустановках. Методы расчета в электроустановках переменного тока напряжением до 1 кВ. - Издательство стандартов, - 1994 г, 63 с
2. Усихин В.Н., Об оценке сопротивления электрической дуги при расчетах токов КЗ в сетях напряжением до 1000 В. //Электрические станции, №7, - 1994, С 55-57.
3. В.В. Жуков Развитие методов расчета и экспериментального определения токов короткого замыкания. Диссертация в виде научного доклада на соискание ученой степени доктора технических наук. - М.: 1998 – 43 с.