

13,03

О механизме возбуждения плазменных колебаний в твердых телах, исследованных методом полного внешнего отражения рентгеновских лучей

© В.М. Стожаров, И.И. Хинич

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: gut1111@yandex.ru

Поступила в Редакцию 18 ноября 2020 г.

В окончательной редакции 18 ноября 2020 г.

Принята к публикации 11 января 2021 г.

Рассмотрен механизм возбуждения плазменных колебаний в твердых телах методом полного внешнего отражения рентгеновских лучей. Показано, что главную роль в возбуждении плазмонов в твердых телах играют медленные электроны, входящие благодаря вторично-электронному усилению в тонких поверхностных слоях твердого тела в состав многоэлектронных актов эмиссии в виде электронных пачек. Для карбида кремния проведен качественный расчет числа медленных вторичных электронов, порожденных рентгеновскими фотоэлектронами.

Ключевые слова: плазмон, плазменные колебания, электрон, электронная пачка, квантовый выход.

DOI: 10.21883/FTT.2021.05.50821.264

Новая методика полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновских лучей основана на измерении интенсивности отраженных рентгеновских лучей при скользящем падении параксиального пучка рентгеновских лучей около 0.5° , сформированного параболическим зеркалом. Запись рентгенограммы ПВО в режиме $2\theta-\theta$ обеспечивает получение дифференциальной кривой ПВО с максимумом [1–2]. Угловое положение этого максимума характеризует показатель преломления рентгеновских лучей и связанную с ним энергию плазменных колебаний [3]. Актуальность этой методики состоит в ее новом применении к исследованию дисперсии плазмонов в твердых телах, несущей информацию о их внутренних микронапряжениях, приводящих к деформации кристаллической решетки и электронной поляризации твердого тела [4].

Настоящая работа посвящена исследованию механизма возбуждения плазменных колебаний в твердых телах на основе работ по внешнему фотоэлектрическому эффекту в мягкой области рентгеновского спектра.

Следствием корпускулярно-волнового дуализма микрочастиц является резонансное взаимодействие между ними, которое становится особенно вероятным при совпадении их частот [5]. Этим объясняется большая вероятность возбуждения поверхностных и объемных плазмонов в случае упругого отражения медленных электронов с энергиями от 3 до 25 eV от щелочноземельных и благородных металлов, исследованная в [6], а также резонансное возбуждение плазмонов лазерным излучением в видимой области электромагнитного спектра с энергией кванта порядка 5 eV [7,8].

Для выяснения вопроса о механизме возбуждения плазмонов рентгеновскими лучами рассмотрены рабо-

ты [9,10] в которых содержатся результаты исследования внешнего рентгеновского фотоэффекта в мягкой области рентгеновского спектра. В этих работах показано, что благодаря вторично-электронному усилению в поверхностных слоях твердого тела в вакуум выходят многоэлектронные акты рентгеновской эмиссии в виде электронных пачек [9]. Каждая такая электронная пачка содержит один быстрый фотоэлектрон, возбужденный рентгеновским квантом из атома твердого тела, и несколько медленных вторичных электронов, которые эмитируются из тонкого поверхностного слоя твердого тела под действием этого быстрого фотоэлектрона. Вторично-эмиссионное происхождение электронных пачек подтверждено исследованиями энергетических спектров рентгеновской фотоэмиссии из твердых тел [10], в которых была обнаружена большая группа медленных электронов с энергиями менее 10 eV подобно спектрам истинно вторичных электронов (ИВЭ), возбужденных первичным электронным пучком средних энергий [11]. В табл. 1 и 2 приведены результаты измерения средних численностей электронных пачек ν_c , и рентгеновских квантовых выходов χ_r для металлов и диэлектриков.

Численность электронных пачек обусловлена медленными вторичными электронами, возбужденными быстрыми рентгеновскими фотоэлектронами из зоны выхода ИВЭ. Известно [11], что зона выхода ИВЭ из диэлектриков почти на порядок больше зоны выхода ИВЭ из металлов. Сравнение табл. 1 и 2 показывает аналогичное соотношение численности электронных пачек ν_c , эмитируемых из металлов и диэлектриков.

Таким образом, механизм возбуждения плазменных колебаний в твердых телах методом ПВО рентгеновского излучения $\text{CuK}_{\alpha 1}$ с энергией кванта 8048 eV опре-

Таблица 1. Значения величин χ_r и ν_c для металлов, измеренные с использованием излучения CuK_α

Фотокатод	χ_r , %	ν_c , %
Al	0.42	15.5
Ti	0.80	15.3
Cr	1.10	15.0
Fe	1.10	11.4
Sn	1.45	11.7
Au	2.04	6.0
Pb	2.06	—
Bi	1.71	11.3

Таблица 2. Значения величин χ_r и ν_c для диэлектриков, измеренные с использованием излучения CuK_α

Фотокатод	χ_r , %	ν_c , %
NaCl	0.60	25
KCl	0.78	21
KBr	0.80	27
CsCl	2.00	60
CsJ	2.30	70

Таблица 3. Значения χ_r и η

Элемент	χ_r , %	η	Z
Al	0.42	0.20	13
Ti	0.80	0.30	22
Au	2.04	0.45	79

деляется исключительно медленными электронами с наиболее вероятной энергией (2–5) eV, возбужденными быстрыми рентгеновскими фотоэлектронами из зоны выхода λ медленных ИВЭ.

В заключение проведем качественный расчет числа медленных вторичных электронов, порожденных фотоэлектронами, которые возбуждаются рентгеновским излучением $\text{CuK}_{\alpha 1}$, из эпитаксиальной пленки карбида кремния. Карбид кремния является широкозонным полупроводником и для политипа $3C(\beta)$ кубической кристаллической структуры характеризуется шириной запрещенной зоны $\Delta E \sim 2.5$ eV. Для такого расчета необходимо знать величину зоны выхода λ медленных вторичных электронов, возбуждаемых быстрыми рентгеновскими фотоэлектронами. Для карбида кремния таких данных в литературе нет, но есть данные по вторичной

электронной эмиссии широкозонного полупроводника селена [11] с шириной запрещенной зоны $\Delta E = 2.7$ eV близкой к значению ширины запрещенной зоны карбида кремния. Определенная методом эквивалентной подложки зона выхода ИВЭ из селена составляет $\lambda = 35$ Å. Примем это значение зоны выхода медленных вторичных электронов, возбужденных рентгеновскими фотоэлектронами, за зону выхода медленных электронов для карбида кремния. В литературе также не содержится сведений о рентгеновском квантовом выходе χ_r для карбида кремния. Известно, что неупругое рассеяние электронов зависит только от порядкового номера элемента Z [11]. В табл. 3 для трех элементов сопоставляются коэффициенты неупругого отражения электронов η с квантовым выходом рентгеновских фотоэлектронов χ_r , взятые из табл. 1.

Видно, что имеет место корреляция между значениями χ_r и η . Поэтому с хорошим приближением можно использовать в дальнейших расчетах для карбида кремния по данным табл. 1 величину квантового выхода рентгеновских фотоэлектронов $\chi_r = 0.42\%$ и среднюю численность электронной пачки $\nu_c = 15.5\%$ для алюминия, поскольку Z алюминия близок к Z карбида кремния.

Квантовый выход рентгеновских фотоэлектронов $\chi_r = 0.42\%$ означает, что один квант рентгеновского излучения в среднем порождает 0.0042 электрона. Из наших измерений ПВО рентгеновских лучей на рентгеновском дифрактометре ДРОН-7 с острофокусной рентгеновской трубкой и параболическим зеркалом следует, что интенсивность отраженного от поверхности при скользящем падении под углом $\alpha \sim 0.02^\circ$ рентгеновского излучения составляет $N_2 = 20\,000$ quant/s при интенсивности первичного излучения, падающего на образец, $N_1 = 66\,000$ quant/s. Уменьшение первичной интенсивности на $\Delta N = 46\,000$ quant/s происходит в результате возбуждения фотоэлектронов, в первую очередь K -оболочки кремния с энергией $E_{\text{ph}} = 8048 \text{ eV} - 1838 \text{ eV} = 6210 \text{ eV}$ и оже-электронов с энергией $E_{\text{auger}} = 1640 \text{ eV}$. При этом образуется 193 electron/s, а за время экспозиции $t = 33 \text{ min} = 1980 \text{ s}$ в слое карбида кремния $h = 120$ Å образуются $n = 382\,530$ electrons. Однако не все эти фотоэлектроны создадут пачку медленных вторичных электронов, а только те из них, которые дважды пересекут зону выхода $\lambda = 35$ Å медленных ИВЭ. Учитывая этот факт, а также среднюю численность пачки медленных электронов для алюминия (табл. 1) и соотношение между h и λ , рассчитывается число вторичных электронов N_{SE} по формуле

$$N_{\text{SE}} = \frac{2\lambda}{h} \nu_c n = 33\,470 \text{ electrons}$$

Таким образом, по грубой оценке число медленных вторичных электронов, возбуждающих плазменные колебания в тонком поверхностном слое карбида кремния толщиной $\lambda \sim 35$ Å, составляет порядка 34 000.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ проект № 3.5005.2017/ВУ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.М. Стожаров. ЖТФ **87**, 1, 125 (2017).
- [2] В.М. Стожаров, В.П. Пронин. ЖТФ **87**, 12, 1901 (2017).
- [3] В.М. Стожаров. ЖТФ **89**, 7, 1042 (2019).
- [4] В.М. Стожаров. ЖТФ **90**, 7, 1116 (2020).
- [5] Ч. Киттель. Квантовая теория твердых тел. Наука. М. (1967). 485 с.
- [6] И.М. Бронштейн, И.Л. Краинский. Изв. АН СССР. Сер. физ. **40**, 8, 1656 (1976).
- [7] В.Б. Гильденбург, В.А. Костин, И.А. Павличенко. Вестн. Нижегородского ун-та им. И.А. Лобачевского **5**, 3, 314 (2011).
- [8] В.В. Климов. Наноплазмоника. Физматлит, М. (2009). 480 с.
- [9] М.А. Румш, В.Н. Щемелев. ФТТ **5**, 1, 71 (1963).
- [10] В.Н. Щемелев, Л.Г. Елисеенко, Е.П. Денисов, М.А. Румш. ФТТ **6**, 9, 2574 (1964).
- [11] И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. Вторичная электронная эмиссия. Наука, М. (1969). 400 с.

Редактор Т.Н. Василевская