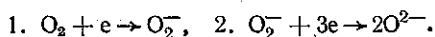


обнаружили характерных сигналов перекисных радикалов с точностью до 10^9 см⁻². Отсутствие сигналов от O_2^- можно интерпретировать исходя из предложенной в [6] двухстадийной схемы окисления поверхности:



В общем случае O_2^- является лишь промежуточной нестабильной формой, и при избытке электронов на поверхности, как было показано в [6], для восстановленной двуокиси титана скорость стадии 2 много больше, чем 1. Стабилизация нон-радикалов O_2^- наблюдалась только после образования потенциального барьера (слоя истощения) на поверхности. Оценки показывают, что в случае PbS остановка реакции на первой стадии вследствие ограничения потока электронов на поверхность невозможна. Действительно, вычисленное из кинетических параметров [2] эффективное сечение захвата адсорбированной молекулы O_2 поверхностным центром составляет $\sim 10^{-26}$ см², а рассчитанное согласно [7] «критическое» сечение захвата электрона, выше которого наступает ограничение скорости заряжения адсорбированных молекул при любом допустимом барьере, равно $\sim 10^{-17}$ см². Интересно отметить, что в противоположность нам авторы [8] обнаружили довольно высокую концентрацию O_2^- на поверхности PbS. Возможно, причина столь резкого расхождения результатов обусловлена наличием на поверхности образца PbS, полученного в [8] измельчением на воздухе, остатков окисных фаз, создающих необходимый для накопления O_2^- дополнительный потенциальный барьер.

В заключение можно заметить, что начальные значения dQ/da находятся в разумном согласии с величиной выигрыша в энергии при диссоциативной адсорбции O_2 по схеме:

$$E_{Pb=O} + E_{S=O} - E_{O=O} = 94 + 124 - 118 = 100 \text{ ккал/моль.}$$

Интересно отметить, что нам при этом не потребовалось учитывать энергию разрыва Pb-S-связи. Это, по-видимому, свидетельствует о большой степени ионности связи поверхностных атомов, что согласуется с увеличением постоянной решетки на атомарно-чистой поверхности PbS [9], характерным для многих ионных кристаллов. Указанная схема не противоречит представлениям о механизме взаимодействия O_2 с PbS, развиваемым в [10].

Авторы выражают глубокую благодарность В. Ф. Киселеву за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., 1960.
2. Бажанова А. Е., Зарифьянц Ю. А. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астрон.», 1974, 15, № 3, 360.
3. Zarifyanz Ju. A., Kiselev V. F., Lezhnev N. N., Nikitina O. V. «Carbon», 1967, 5, 127.
4. Miller D. J., Haneman D. «Phys. Rev.», 1971, В 3, 2918.
5. Higinbotham J., Haneman D. «Surf. Sci.», 1972, 32, 466.
6. Казанский В. Б. «Проблемы кинетики и катализа», 1973, 15, 77.
7. Нымм У. Х. «Физика и техника полупроводников», 1974, 8, 2111.
8. Быкова Т. Т., Винокуров И. В. «Физика твердого тела», 1965, 7, 2597.
9. Johnson D. C., Mc. Rae A. V. «J. Appl. Phys.», 1966, 37, 2298.
10. Палатник Л. С., Петренко Л. Г., Волков Ю. А. «Физика твердого тела», 1973, 15, 1427.

Поступила в редакцию
19.6 1975 г.

Кафедра
общей физики для химфака

УДК 539.12.01

Н. В. КРАСНИКОВ, К. Г. ЧЕТЫРКИН

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА СВЯЗАННОМ СОСТОЯНИИ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

В настоящее время в ряде экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах обнаружено точечноподобное поведение формфакторов при больших энергиях и передачах импульса. Для объяснения этого экспериментального факта

была предложена партонная модель [1]. Следует, однако, отметить, что в партонной модели существенно используется система отсчета, в которой импульс нуклона равен бесконечности, что не является вполне корректным. В работе [2] для описания составных частиц в квантовой теории поля был развит квазипотенциальный подход, в котором используются переменные светового фронта, введенные Дираком [3]. Оказалось, что квазипотенциальный подход в переменных светового фронта воспроизводит в низшем приближении уравнение для связанных состояний, полученное в работе [4] на основе старой трехмерной теории возмущений в системе отсчета с бесконечным полным импульсом. Поэтому нам представляется весьма важным исследовать глубоконеупругое рассеяние на связанном состоянии в квазипотенциальном подходе переменных светового фронта.

В настоящей работе мы рассмотрим амплитуду виртуального комптон-эффекта вперед, мнимая часть которой определяет глубоконеупругое рассеяние, и покажем, что в импульсном приближении асимптотика амплитуды глубоконеупругого рассеяния имеет автомодельный вид. Для простоты мы ограничимся случаем скалярных частиц. Наши обозначения совпадают с обозначениями работы [2].

Рассмотрим

$$R_{\mu\nu}(P, p, s, q) = \int dXdYdxdydz \langle 0 | T(\Phi_1(X + \frac{x}{2}) \Phi_2(X - \frac{x}{2}) \times \\ \times I_\mu(z) I_\nu(0) \Phi_1^+(Y + \frac{y}{2}) \Phi_2^+(Y - \frac{y}{2})) | 0 \rangle \times \\ \times \Phi_1^+(Y + \frac{y}{2}) \Phi_2^+(Y - \frac{y}{2}) | 0 \rangle e^{i(PX - PY + px - sy + qz)},$$

где $I_\mu(x)$ — оператор электромагнитного тока, $\Phi_1(x)$ и $\Phi_2(x)$ — гейзенберговы операторы, соответствующие частицам 1 и 2.

Величину $R_{\mu\nu}$ можно представить в виде

$$R_{\mu\nu} = G\Gamma_{\mu\nu}G = \int G(P, p, p') \Gamma_{\mu\nu}(P, p', s', q) G(P, s', s) dp'ds',$$

где $G(P, p, p')$ — Фурье-образ четырехточечной функции [2]. Определим $\bar{R}_{\mu\nu} = \int dp^- ds^- R_{\mu\nu}$, где $p^\pm = p^0 \pm p^3$ и $s^\pm = s^0 \pm s^3$. Представим $\bar{R}_{\mu\nu}$ в следующем виде:

$$\bar{R}_{\mu\nu} = \bar{G}\Gamma_{\mu\nu}\bar{G}, \quad \text{где } \bar{G} = \int G(P, p, s) dp^- ds^-.$$

Исходя из спектральных свойств 6-точечной функции $R_{\mu\nu}$ и 4-точечной функции G можно показать [2], что для частицы 3, состоящей из частиц 1 и 2, амплитуда виртуального комптон-эффекта вперед представляется в виде

$$T_{\mu\nu}(p_3, q) = \int e^{iqx} \langle p_3 | T(I_\nu(x) I_\mu(0)) | p_3 \rangle dx = \\ = \int \Psi^+(p_\perp, p^+) \bar{\Gamma}_{\mu\nu}(p_3, p^+, p_\perp, s^+, s_\perp, q) \Psi(s_\perp, s^+) dp^+ ds^+ dp_\perp ds_\perp,$$

где

$$\Psi(p_\perp, p^+) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int dx^+ dx^- dx_\perp \delta(x^+) e^{i(p^+x^- - p_\perp x_\perp)}, \quad \langle 0 | T(\Phi_1(x) \Phi_2(0)) | p_3 \rangle$$

Для нахождения вершины $\bar{\Gamma}_{\mu\nu}$ можно применять теорию возмущений. В низшем приближении по константе связи e :

$$\bar{\Gamma}_{\mu\nu} = \frac{e^2}{i} \delta(p^+ - s^+) \delta(p_\perp - s_\perp) \times \\ \times \left(\frac{(2p_1 + q)_\mu (2p_1 + q)_\nu}{q^2 + \frac{1}{2}p_1q + p_1^2 - m_1^2 + i\epsilon} + \frac{(2p_1 - q)_\mu (2p_1 - q)_\nu}{(q - p_1)^2 - m_1^2 + i\epsilon} \right),$$

где

$$p_1 = p_3 - p, \quad p^- = \frac{m_2^2 + p_\perp^2}{p^+}.$$

В импульсном приближении мнимая часть амплитуды виртуального комптон-эффекта вперед, которая в глубоконеупругой области $v = 2p_3q \gg m_3^2$, $\xi = -\frac{q^2}{2p_3q} = \text{const}$ [1] определяет сечение глубоконеупругого рассеяния, в системе отсчета $p_3 = 0$, $q = (q^0, q_{\perp}, -q^0)$ имеет вид:

$$\frac{1}{\pi} \text{Im} T_{\mu\nu} = \left(p_{3\mu} - \frac{q p_3}{q^2} q_{\mu} \right) \left(p_{3\nu} - \frac{q p_3}{q^2} q_{\nu} \right) W_2,$$

$$\dot{W}_2 = \frac{m_3}{v} \int dp_{\perp} |\Psi(p_{\perp}, m_3(1-\xi))|^2$$

Таким образом, в низшем приближении квазипотенциальный подход в переменных светового фронта приводит к основному результату партонной модели — автомодельному поведению амплитуды рассеяния в глубоконеупругой области. Следует отметить, что в отличие от партонной модели, целиком основанной на квантовомеханических соображениях и использующей нефизическую систему бесконечного импульса, квазипотенциальный подход в переменных светового фронта основан на общих принципах локальной квантовой теории поля и является поэтому более последовательным. Кроме того, квазипотенциальный подход дает регулярный метод для получения поправок к автомодельной амплитуде глубоконеупругого рассеяния.

Авторы выражают благодарность А. Н. Тавхелидзе за постоянный интерес к работе, А. Н. Квицихидзе и В. А. Матвееву за замечания и дополнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., 1975.
2. Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А. и др. Препринт, ОИЯИ, E2-8126, 1974.
3. Dirac P. A. M. «Rev. Mod. Phys.», 1949, 21, 392.
4. Weinberg S. «Phys. Rev.», 1966, 150, 1313.

Поступила в редакцию
24.7 1975 г.

Кафедра
квантовой статистики

УДК 621.382.21

В. Н. ДАМГОВ, М. Д. КАРАСЕВ, Г. Е. СОКОЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЕДАНСА $p-n$ - ПЕРЕХОДА ПРИ ПРЯМЫХ ТОКАХ

Импеданс $p-n$ -перехода представляет собой очень удобный нелинейный элемент, который широко применяется в самых разнообразных преобразователях сигналов [1, 2, 3].

При использовании $p-n$ -перехода в качестве нелинейного реактивного элемента часто употребляют автоматическое отрицательное смещение за счет небольших прямых токов. В этом случае кроме барьерной емкости проявляются и другие эффекты, приводящие к заметному изменению нелинейной реактивной и активной составляющих импеданса $p-n$ -перехода. Это более сложное поведение $p-n$ -перехода может быть использовано при реализации некоторых нелинейно-параметрических преобразований сигналов, требующих одновременной пульсации реактивности и активной проводимости [2], и в тоже время оно еще недостаточно изучено.

Первые работы по экспериментальной проверке фундаментальной диффузионной теории плоскостного $p-n$ -перехода, разработанной Шокли, были проведены Н. А. Пениным [4] на лабораторных германиевых образцах, которые в большой степени соответствовали принятой Шокли идеальной модели полупроводниковой структуры с электронно-дырочным переходом.

Дальнейшая разработка теории $p-n$ -перехода показала, что отступления от модели идеального $p-n$ -перехода обусловлены прежде всего генерационно-рекомбинационными процессами в слое объемного заряда, что на практике можно учесть введе-