

как результирующий показатель изменения соотношения отдельных процессов, характеризующих динамическое распределение свободных и связанных зарядов. Подтверждением этому является сопоставление относительного хода частотных зависимостей величин R , C и $\operatorname{tg} \delta$. Наблюдающийся для растительных тканей в различных физиологических состояниях сдвиг частоты максимума $\operatorname{tg} \delta$ отражает тонкие различия формирования границ раздела фаз и накопления на их поверхности зарядов (см. рис. 2).

Таким образом, необходимым условием совершенствования электрофизических методов при исследовании биологических систем является развитие способов раздельного измерения активной и емкостной составляющих импеданса, что может быть положено в основу разработки информативного метода интегральной оценки фитопатогенного поражения корнеплодов моркови, а в более общем случае — изучения физиологического состояния тканей как растительного, так и животного происхождения.

Список литературы

1. Шван Г. П. // Электроника и кибернетика в биологии и медицине.— М.— 1963.— С. 71.
2. Седунов Б. И., Франк-Каменецкий Д. А. // Успехи физических наук.— 1963.— Т. 79.— Вып. 4.— С. 617.
3. Ханай Т. // Эмульсии.— Л.— 1972.— С. 313.
4. Челидзе Т. Л., Деревянко А. И., Куриленко О. Д. Электрическая спектроскопия гетерогенных систем.— Киев, 1977.
5. Де Лоор Г. П. // Приборы и системы управления.— 1974.— № 9.— С. 19.
6. Зубко В. И., Михалевич А. А. // Автоматизация и электрификация процессов сельскохозяйственного производства.— Горьки.— 1979.— Вып. 52.— С. 144.

Поступила в редакцию 18.01.85.

УДК 539.16

А. Н. ЛАВРЕНОВ, Г. С. ШУЛЯКОВСКИЙ

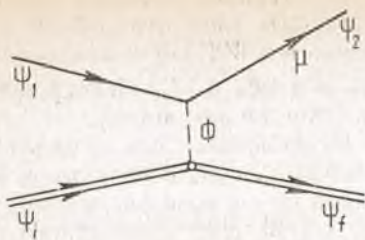
НЕЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЮОННОЙ ЕО-КОНВЕРСИИ

В электронной ЕО-конверсии (ЕОК) с точки зрения опыта представляет интерес возможность неэлектромагнитного взаимодействия (НВ), осуществляемого путем обмена виртуальным (псевдо) скалярным мезоном [1]. Вклад других вариантов НВ в абсолютную вероятность процесса, согласно обзору [2], очень мал или противоречит наблюдаемым фактам. С другой стороны, неотъемлемым элементом современных моделей электрослабого взаимодействия являются скалярные (хиггсовские) мезоны [3, 4]. Исходя из этого в данной работе рассматривается роль НВ, возникающего от обмена виртуальным скалярным мезоном Φ с массой m_Φ между мюоном и ядром. А так как мюонная внутренняя конверсия (μ -ВК) наблюдалась экспериментально [5, 6], оценка вклада данного НВ в вероятность мюонной ЕО-конверсии (μ -ЕОК) является, несомненно, актуальной задачей. Тем более, что в сходных процессах, согласно [7, 8], вклад НВ может давать наблюдаемые на опыте эффекты.

Потенциал НВ между мюоном и ядром от обмена скалярным мезоном можно представить в виде (см. приложение А, а также [9, 10]):

$$V(r) = -g_\Phi \frac{e^{-r m_\Phi}}{r}. \quad (1)$$

Диаграмма Фейнмана, соответствующая данному процессу, показана на рисунке.



Сплошная линия соответствует мюону μ , пунктирная — скалярному мезону Φ , двойная — ядру. Индексы «1, 2» и «i, f» обозначают соответственно начальное и конечное состояние для мюона и ядра

Таким образом, в первом порядке теории возмущений (ТВ) от потенциала (1) матричный элемент μ -ЕОК при НВ будет иметь следующую форму:

$$W_{if}^{\text{HB}} = g_{\Phi} \int \psi_i(\bar{R}) \psi_f(\bar{R}) \psi_1(\bar{r}) \psi_2(\bar{r}) \frac{e^{-|\bar{r}-\bar{R}|m_{\Phi}}}{|\bar{r}-\bar{R}|} d^3 R d^3 r, \quad (2)$$

где $\psi_{i,f}$ — волновые функции (ВФ) ядра будем считать известными из какой-то модели ядра; $\psi_{1,2}$ — ВФ мюона, удовлетворяющие уравнению Дирака с центрально-симметричным потенциалом протяженного ядра.

Для сравнения с формулой (2) приведем матричный элемент μ -ЕОК при электромагнитном (ЭМ) взаимодействии (без токовых членов):

$$W_{if}^{\text{EM}} = -\alpha \int \psi_i(\bar{R}) \psi_f(\bar{R}) \psi_1(\bar{r}) \psi_2(\bar{r}) \frac{e^{ik|\bar{r}-\bar{R}|}}{|\bar{r}-\bar{R}|} d^3 R d^3 r, \quad (3)$$

где $k=E_2-E_1$ — энергия перехода; α — постоянная тонкой структуры. Следовательно, формулы (2) и (3) совпадают с точностью до переобозначения $\alpha \leftrightarrow g_{\Phi}$, $k \leftrightarrow im_{\Phi}$. Воспользуемся этим в дальнейшем. Также учтем следующее. В теории внутренней конверсии часто применяют такие модели, как: а) модель мюона (электрона), не проникающего внутрь ядра (ниже — модель «без проникновения», сокращенно — БП), т. е. $R < r$ всегда; б) модель поверхностных токов перехода в ядре (сокращенно — ПТ), где $J(R) = D\delta(R-R_0)$; D — константа, R_0 — радиус ядра [11]. Далее, так как для ЕОК главную роль играет область ядра [2], ограничимся в (2) и (3) интегрированием по интервалу $[0, R_0]$. Чтобы не получить при этом нулевой результат в модели БП, проделаем обычную процедуру (см. [11]): рассмотрим только так называемые табличные матричные элементы, пренебрегая поправками к ним. Ввиду того, что ЕО-переход обуславливается сферически-симметричной частью плотности заряда (тока) перехода [2], положим:

$$\rho(\bar{R}) = \psi_i(\bar{R}) \psi_f(\bar{R}) = \rho_0(R) Y_{00}(n), \quad (4)$$

где $\rho_0(R)$ выберем в следующем виде (см. приложение В):

$$\rho_0(R) = \frac{iD\delta(R-R_0)}{k} \left[\frac{2}{R} - \frac{d}{dR} \right], \quad (5)$$

который при ЭМ взаимодействии отвечает модели ПТ.

С учетом изложенных замечаний и формул (4) — (5) нетрудно получить для матричного элемента μ -ЕОК при ЭМ взаимодействии $W_{if}^{\text{EM}}(\text{EO})$ следующее выражение:

$$W_{if}^{\text{EM}}(\text{EO}) = \sqrt{4\pi} D R_0^2 M(\text{EO})/k, \quad (6)$$

где а) в модели БП

$$M(\text{EO}) = ak^2 j_1(kR_0) \left[\int_0^{R_0} [F_i F_f + G_i G_f] h_0(kr) dr + \int_0^{R_0} [G_i F_f - F_i G_f] h_1(kr) dr \right], \quad (7, a)$$

б) в модели ПТ

$$M(\text{EO}) = ak^2 h_1(kR_0) \left[\int_0^{R_0} [F_i F_f + G_i G_f] j_0(kr) dr + \int_0^{R_0} [G_i F_f - F_i G_f] j_1(kr) dr \right]. \quad (7, b)$$

Подчеркнем, что второй интеграл в (7) отвечает токовым членам. Отбрасывая его, будем иметь для матричного элемента μ -ЕОК при НВ посредством нейтрального скалярного мезона $W_{if}^{HB}(\text{EO})$ аналогичное выражение после переобозначения $k \rightarrow im_\Phi$ и $d \rightarrow g_\Phi$ в (7). Непосредственная подстановка (4) — (5) в (2) приводит к тому же результату.

Ниже кратко опишем процедуру вычислений. Для осцилляторного потенциала внутри ядра $V(r) = -t_1 + t_2 r^2$ при $r \leq R_0$ ВФ мюона в этой области представим в виде степенных рядов по r с коэффициентами, явный вид которых можно найти, например, в [12]. Для дискретного спектра энергию связи возьмем из работы [13]. Беря отношение вероятностей μ -ЕОК в обоих случаях, т. е.

$$S = \frac{W_{\mu}^{HB}(\text{EO})}{W_{\mu}^{\text{ЭМ}}(\text{EO})} = \frac{|W_{if}^{\text{ЭМ}} + W_{if}^{HB}|^2}{|W_{if}^{\text{ЭМ}}|^2}, \quad (8)$$

нормировочные множители ВФ и константа D , характеризующая ядерный заряд (ток) перехода, сократятся. Это следует из того, что ВФ $\psi_{i,f}$ и $\psi_{1,2}$ в обоих случаях одни и те же (см. (1) — (2)).

Согласно модели Вайнберга — Салама [3, 4] константу g_Φ положим равной по порядку величины $1,8 \cdot 10^{-7} A$, где A — атомный вес [10]. Это значение лежит в пределах, даваемых экспериментами по спектрам мюонных атомов [9]. Остальные параметры варьировались в следующих границах: масса скалярного мезона $5 \text{ эВ} \leq m_\Phi \leq 500 \text{ МэВ}$, кинетическая энергия мюона лежит выше порога $0,01 \leq E_{\text{кин}} \leq 60 \text{ МэВ}$. В результате численных расчетов величины S (см. (8)) получены следующие результаты. Модель БП при $m_\Phi \sim 500 \text{ МэВ}$ дает даже $S \sim 10^7$ для $Z=10$, $E_{\text{кин}}=0,01 \text{ МэВ}$. Причем с увеличением $E_{\text{кин}}$ значение S уменьшается до $8 \cdot 10^{-1}$ при $E_{\text{кин}}=60 \text{ МэВ}$. Однако, согласно работе [13], в μ -ВК модель БП дает завышенные результаты. Относительно модели ПТ вклад данного НВ очень мал в широких пределах варьируемых параметров. Максимум величины $S \sim 1,01$, т. е. $\sim 1\%$. Стоит отметить, что в области $E_{\text{кин}}=40 \text{ МэВ}$ выше порога для $Z=90$ S имеет значение, равное 1,09 при $m_\Phi \sim 50 \text{ МэВ}$.

Таким образом, получаем следующий вывод, что в области больших Z при $E_{\text{кин}} \sim 40—60 \text{ МэВ}$ следует ожидать вклад данного НВ $\sim 3 \div 9\%$ при массе скалярного мезона $\sim 50 \text{ МэВ}$. Наличие или отсутствие такой поправки могло бы служить информацией о массе скалярного мезона, которая является свободным параметром модели Вайнберга — Салама.

Приложение А. Согласно [14], общее соотношение, связывающее заданный ток $J(x)$ с создаваемым им полем $\varphi(x)$, имеет следующий вид:

$$\varphi(x) = i \int G(x-x') J(x') d^4 x', \quad (1A)$$

где $G(x)$ — функция Грина (ФГ) мезонного поля.

В интересующем нас случае точечного заряда

$$J(x) = ig_\Phi \delta(r). \quad (2A)$$

Поэтому скалярный потенциал $\varphi(\bar{r})$, создаваемый точечным зарядом g_Φ , находящимся в точке $\bar{r}=0$, определяется уравнением:

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \varphi(\bar{r}) e^{-i\omega t} = -g_\Phi \int G(x-x') \delta(\bar{r}') d^4 x' = \\ &= \frac{-ig_\Phi}{(2\pi)^4} \int G(\bar{k}, \omega) e^{i[\bar{k}(\bar{r}-\bar{r}')-\omega(t-t')]} d^3 r' d^4 k d\bar{r} dt' = \\ &= -e^{-i\omega t} \frac{ig_\Phi}{(2\pi)^4} \int G(\bar{k}, \omega) e^{i[\bar{k}\bar{r}+\omega t']} d^4 k dt' \end{aligned}$$

или

$$\varphi(\bar{r}) = -ig_\Phi \int G(k, \omega) \delta(\omega) d^3 k e^{i\bar{k}\bar{r}} d\omega = g_\Phi \int G(k, 0) e^{i\bar{k}\bar{r}} d^3 k$$

Воспользовавшись явным видом ФГ мезонного поля:

$$G(x) = G(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{k^2 - \omega^2 + m_\Phi^2}, \quad (3)$$

получим

$$\Psi(\vec{r}) = g_\Phi \int \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{k^2 + m_\Phi^2} d^3k \sim g_\Phi \frac{e^{-m_\Phi r}}{r}. \quad (4)$$

Приложение В. В теории ВК часто рассматривают модель ПТ перехода в ядре [11], где

$$J(R) = D\delta(R - R_0), \quad (1B)$$

здесь R_0 — радиус ядра; D — константа.

Заряды перехода выражаются через токи по уравнению непрерывности:

$$\text{div } \vec{J}(\vec{R}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{R}, t) = 0 \quad (2B)$$

или

$$\rho(\vec{R}) = -\frac{i}{k} \text{div } \vec{J}(\vec{R}). \quad (3B)$$

Случай ЕОК означает сферически-симметричное распределение ядерного тока (заряда) перехода. Следовательно, разлагая токи и заряды по мультиполям, необходимо оставить члены только с $L=0$.

$$\rho(\vec{R}) = \sum_{L, M} \rho_L(R) Y_{LM}(\vec{n}) \rightarrow \rho_0(R) Y_{00}(\vec{n}), \quad (4B)$$

$$\vec{J}(\vec{R}) = \sum_{L, M, \lambda} J_L^\lambda(R) \vec{Y}_{LM}^\lambda(\vec{n}) \rightarrow J_0^1(R) \vec{Y}_{00}^1(\vec{n}).$$

Учитывая, что для произвольной скалярной функции $f(\vec{r})$ и векторной $\vec{A}(\vec{r})$

$$\text{div}(f \vec{A}) = f \text{div } \vec{A} + \vec{A} \cdot \nabla f,$$

получим для заряда ЕО-перехода, согласно (2B) — (4B):

$$\begin{aligned} \rho(R) = \rho_0(R) Y_{00}(\vec{n}) &= -\frac{i}{k} \text{div}[J_0^1(R) \vec{Y}_{00}^1(\vec{n})] = -\frac{i}{k} \left[J_0^1(R) \text{div} \vec{Y}_{00}^1(\vec{n}) + \right. \\ &\left. + \vec{Y}_{00}^1(\vec{n}) \cdot \vec{n} \frac{d}{dR} J_0^1(R) \right] = \frac{i}{k} \left[\frac{2}{R} + \frac{d}{dR} \right] J_0^1(R) Y_{00}(\vec{n}). \end{aligned} \quad (5B)$$

В (5B) и далее использованы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \vec{n} \cdot \vec{Y}_{LM}^{1+L} &= -\sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} Y_{LM} \text{rdiv } Y_{LM}^{1+L} = -(L+2) \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} Y_{LM}. \quad (6B) \\ \langle \delta' | f \rangle &= -\langle \delta | f' \rangle \end{aligned}$$

Тогда с учетом (6B) и (1B) будем иметь в модели ПТ для ЕО-перехода:

$$\rho(\vec{R}) = \frac{i D \delta(R - R_0)}{k} \left[\frac{2}{R} - \frac{d}{dR} \right] Y_{00}(\vec{n}) = \rho_0(R) Y_{00}(\vec{n}). \quad (7B)$$

Список литературы

1. Шапиро И. С. // Докл. АН СССР.—1950.—Т. 42.—С. 1049.
2. Борисоглебский Л. А. // УФН.—1963.—Т. 81.—С. 271.
3. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.—1967.—V. 19.—P. 1264.
4. Salam A. 8th Nobel Symposium. Ed. Swartholm.—Stockholm.—1968.
5. Беловицкий Г. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ.—1978.—Т. 27.—С. 662.
6. Ganzorig Dz. et all // Phys. Lett.—1978.—V. 77B.—P. 257.
7. Беляев Б. И. // Препринт № 433: ЛИЯФ, 1978.
8. Asgur N. // Nucl. Phys.—1975.—V. 98B.—P. 329.
9. Borie E., Rinker G. A. // Rev. Mod. Phys.—1982.—V. 51.—P. 67.

10. Rinker G. A., Wilets L. // Phys. Rev.— 1973.— V. 7D.— P. 2629.
11. Банд И. М. и др. Аномалии в КВК γ -лучей.— М., 1976.
12. Слив Л. А., Волчок Б. А. Таблицы кулоновских фаз и амплитуд с учетом конечных размеров ядра.— М., 1956.
13. Карпешин Ф. Ф. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1976.— Т. 40.— С. 1164.
14. Ахнезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М., 1959.

Поступила в редакцию 05.04.85.

УДК 534.2.22; 539.893

Е. М. ГОЛОЛОВОВ, Е. Л. МАГЕР,
З. В. МЕЖЕВИЧ, В. Г. РУДЬ

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ВАНАДИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В связи с аномалиями температурной зависимости электросопротивления, термо-э. д. с., теплоемкости, упругих постоянных, коэффициента линейного расширения ванадия [1] проводятся интенсивные исследования его физических свойств.

При изучении упругих свойств ванадия [2] обнаружены аномалии в ходе температурной зависимости упругих постоянных C' , C_{44} . В работе [3] установлено, что в монокристаллических образцах ванадия скорость распространения поперечных колебаний в области низких температур аномально уменьшается с увеличением давления. Аномалия в виде пика наблюдается и на температурной зависимости теплоемкости [4].

Представляло интерес исследовать влияние гидростатического давления на электросопротивление ванадия при низких температурах, ибо такие измерения почти не проводились.

Образцы ванадия в виде параллелепипедов длиной 20 мм и сечением $0,3 \times 0,3$ мм вырезали из монокристаллического слитка электроискровым способом. Использовался зонноочищенный ванадий с содержанием примесей в ат. %: О — 0,02; N — 0,01; H — 0,061; металлических примесей 0,03. Отношение $R_{300\text{ К}}/R_0\text{ К} = 30$.

Электросопротивление измеряли четырехточечным зондовым методом. Контакты из серебряной проволоки диаметром 0,2 мм приваривали с помощью разряда конденсатора емкостью 22000 мкФ, заряженного до напряжения 20 В. К механической прочности электроконтактов предъявлялись повышенные требования, так как при затвердевании передающей давление среды (газообразный гелий) может произойти обрыв токовых и потенциальных проводов.

Источником постоянного тока служила батарея аккумуляторов напряжением 12 В, разряженная до $2/3$ первоначальной емкости, что обеспечивало постоянство напряжения при измерении электросопротивления. Стабильность тока поддерживалась стабилизатором на операционном усилителе. Выбор рабочего тока был обусловлен следующими обстоятельствами: во-первых, при низких температурах сопротивление ванадия мало ($\sim 10^{-4}$ Ом), поэтому, чтобы падение напряжения на образце было достаточно большим, необходимо пропускать ток порядка нескольких ампер, но при этом происходит разогрев образца, расположенного в камере высокого давления, причем неодинаковый при различных давлениях. Учесть процессы теплопередачи не представляется возможным, однако было установлено, что при токе менее 200 мА сопротивление образца остается постоянным, т. е. разогрев незначителен. Рабочий ток был выбран равным 116 мА.

Давление до $15 \cdot 10^8$ Па создавалось газовым генератором [5]. Барические зависимости электросопротивления измеряли при трех фиксированных температурах: тающего льда, жидкого азота и гелия. С изменением