RCu$_2$ и RCu$_5$ выполняется закон Кюри—Вейса, причем у всех соединений $\theta_p < 0$ в отличие от положительных значении θ_p для тех же редкоземельных металлов. Это указывает на преобладание в соединениях антифферомагнитных взаимодействий, которые убывают от низших соединений к высшим.

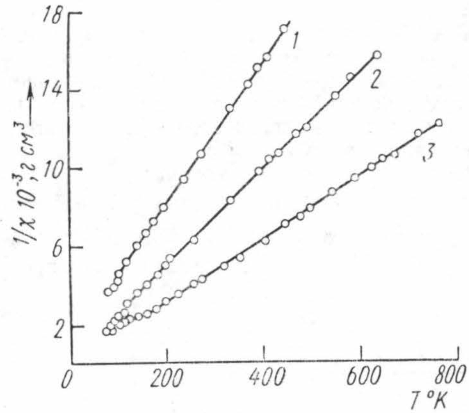


Рис. 2. Зависимость $1/\chi$ от T: *1* — для GdCu; *2* — TbCu$_2$; *3* — DyCu

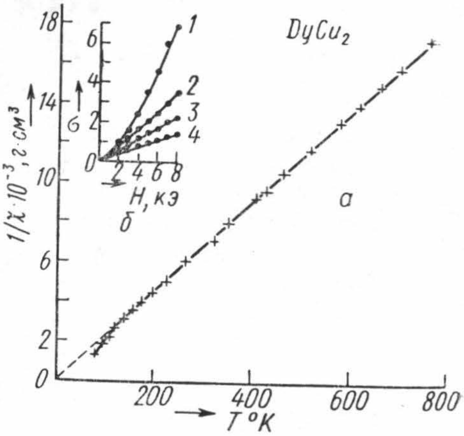


Рис. 3. *а* — зависимость $1/\chi$ от T для DyCu$_2$; *б* — изотермы намагниченности для DyCu$_2$: *1* — 83, *2* — 120, *3* — 190, *4* — 300°

Существенно также то, что эффективный момент, приходящийся на атом соединения, соответствует модели трехзарядного иона редкоземельного металла.

Таким образом, в интерметаллических соединениях редкоземельных металлов с медью от стехиометрии и типа кристаллической структуры существенно зависит величина антиферромагнитного взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sherwood R. C., Williams H. J., Wernick J. H. J. Appl. Phys., **35**, 1094, 1964.
2. Walline R. E., Wallace W. E. J. chem. Phys., **42**, 604, 1965.
3. Buchow K. H., Van Diepen A. M., Dewrjn H. W. J. Appl. Phys., **41**, 4609, 1970.
4. Chao C. C., Luo H. L., Duwez P. J. Appl. Phys., **35**, 257, 1964.
5. Storm A. P., Benson C. E. Acta Cryst., **16**, 701, 1963.
6. Dwigt A. E. Trans ASM, **53**, 497, 1961.
7. Buschow K. H., Van der Goot A. S., Birkham F. Less commen Metals, **19**, 433, 1969.
8. Чечерников В. И. Магнитные измерения. М., 1969.
9. Cable J. W., Koehler W. C., Nollan E. O. Bull. Am. Phys. Soc., **9**, 213, 1964.

Поступила в редакцию
5.6 1973 г.

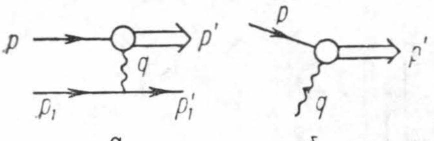
Кафедра
магнетизма

УДК 538.3:530.145

Ю. В. ГРАЦ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

ПРИБЛИЖЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФОТОНОВ ДЛЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ФЕРМИ-ЧАСТИЦ

В ряде работ при изучении процессов взаимодействия частиц в области высоких энергий успешно применялись модификации метода Вейцзекера — Вильямса [1, 2]. Согласие различных характеристик, вычисленных и измеренных на опыте, позволяет утверждать, что существенный вклад в амплитуду неупругого процесса дает диаграмма, содержащая лишь одну виртуальную частицу. В том случае, когда при столкновении передается малый импульс, основную роль во взаимодействии играет обмен виртуальным фотоном. Поэтому сечение рассматриваемого процесса можно связать с сечением взаимодействия γ-кванта с налетающей частицей. В ковариантной формулировке метод обсуждался в работах [1—4].



а б

В настоящей работе методом Вейцзекера — Вильямса рассмотрено взаимодействие быстрой частицы с нейтральной ферми-частицей, обладающей аномальным магнитным моментом. Соотношение между сечениями упомянутых выше реакций получено явно ковариантным образом.

На диаграмме a (см. рис.) p — 4-импульс налетающей частицы ($p^2=m^2$) [1], p' — суммарный импульс продуктов реакции, p_1 и p_1' — 4-импульсы нейтральной частицы до и после столкновения ($p_1^2=M^2$), q — импульс виртуального фотона. На диаграмме $б$ q — импульс реального фотона ($q^2=0$). Амплитуду процесса можно представить в виде

$$M_{fi}=4\pi\frac{J_\mu j^\mu}{q^2}.$$

Здесь j^μ — ток перехода верхнего блока, J_μ — вершинный ток перехода частицы p_1. В импульсном представлении

$$J^\mu=\overline{u}(p_1')\,\Gamma^\mu u(p_1),\quad \Gamma^\mu=\frac{e}{2M}\left(\gamma^\mu-2M\frac{P^\mu}{P^2}\right)F_m(q^2), \tag{1}$$

$$P=p_1+p_1',\quad q=p_1-p_1',$$

где $F_m(q^2)$ — магнитный формфактор частицы p_1 [5]. Сечение процесса a, усредненное по поляризации частицы p, просуммированное по поляризациям и проинтегрированное по импульсам частиц p', имеет вид

$$d\sigma=\frac{(2\pi)^4}{(2\lambda+1)\,4I}L^{\mu\nu}V_{\mu\nu}\frac{d^4q}{q^4}, \tag{2}$$

$$L^{\mu\nu}=4\pi\int j^\mu j^{\nu^*}\,\delta(p-p'+q)\,\Pi\frac{d\vec{p}'}{(2\pi)^3\,2\varepsilon'}, \tag{3}$$

$$V_{\mu\nu}=4\pi\Gamma_{\mu\nu}\delta(p_1-p_1'-q)\,4M^2\frac{d\vec{p}_1'}{(2\pi)^3\,2\varepsilon_1'}, \tag{4}$$

$$\Gamma_{\mu\nu}=Sp\,\rho_1'\Gamma_\mu\rho_1\overline{\Gamma}_\nu,$$

где $\rho_1(\rho_1')$ — матрица плотности частицы p_1 в начальном (конечном) состоянии, $d\vec{p}'$ — статистические веса частиц p', $I^2=(pp_1)^2-m^2M^2$, λ — спин-частицы p. В наиболее общем виде удовлетворяющий условию градиентной инвариантности тензор

$$L^{\mu\nu}_{(p,q)}=c_1\left(p^\mu q^\nu+p^\nu q^\mu-(pq)\,g^{\mu\nu}-\frac{q^2}{(pq)}p^\mu p^\nu\right)+c_2\,(q^2g^{\mu\nu}-q^\mu q^\nu).$$

Коэффициенты c_1 и c_2 простым образом могут быть выражены через инварианты $L_1=g^{\mu\nu}L_{\mu\nu}$ и $L_2=p^\mu p^\nu L_{\mu\nu}$. В предположении возможности аналитического продолжения по q^2 в точку $q^2=0$ нетрудно связать значение L_1 при $q^2=0$ с сечением σ_γ

---

[1] Все формулы приводятся в системе единиц $\hbar=c=1$, $e^2={}^1/_{137}$. Используется метрика $g_{00}=1$, $g_{11}=g_{22}=g_{33}=-1$.

фотопроцесса *б*, усредненным по поляризации фотона и частицы p и просуммированным по всем состояниям частиц p':

$$\sigma_\gamma = -\frac{1}{2} L^\mu_\mu (p, q^2 = 0) \frac{(2\pi)^4}{4(pq)} \frac{1}{2\lambda + 1}. \tag{5}$$

Учитывая, что $q^\mu \Gamma_{\mu\nu} = q^\nu \Gamma_{\mu\nu} = 0$, получим

$$\Gamma^{\mu\nu} L_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \frac{L_1}{(pq)^2 - p^2 q^2} \{[(pq)^2 - p^2 q^2] \Gamma_1 + q^2 \Gamma_2\} +$$

$$+ \frac{q^2 L_2}{2[(pq)^2 - p^2 q^2]^2} \{[(pq)^2 - p^2 q^2] \Gamma_1 + 3q^2 \Gamma_2\}. \tag{6}$$

Для вычисления $\Gamma_1 = \Gamma^\mu_\mu$ и $\Gamma_2 = p^\mu p^\nu \Gamma_{\mu\nu}$ найдем симметричную часть $S^{\mu\nu}$ тензора $\Gamma^{\mu\nu}$:

$$\mu^{-2} S^{\mu\nu} = \frac{1 - (aa')}{2} \left(q^2 g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu - \frac{q^2}{P^2} P^\mu P^\nu \right) +$$

$$+ (aq)(a'q) \left(g^{\mu\nu} - \frac{4M^2}{P^2} P^\mu P^\nu \right) + \frac{1}{2} \left\{ q^2 a'^\mu a^\nu - \right.$$

$$\left. - (aq) \left(a'^\mu q^\nu - \frac{q^2}{P^2} a'^\mu P^\nu \right) - (a'q) \left(a^\mu q^\nu + \frac{q^2}{P^2} a^\mu P^\nu \right) + (\mu \leftrightarrow \nu) \right\}, \tag{7}$$

$$\mu = \frac{e}{2M} F_m (q^2 = 0).$$

Здесь $a(a')$ — 4-вектор поляризации начального (конечного) состояния частицы p_1.

Область интегрирования в (2) определяется законом сохранения. В дальнейшем нас будет интересовать та часть этой области, в которой q^2 мало, а $s_1 = (p + p_1)^2$ велико. Мы будем считать, что относительная скорость близка к скорости света $(\nu = (pp_1) \gg mM)$, а кроме того, потребуем, чтобы

$$\nu \gg s - m^2,$$

$$-q^2 \ll \min \left\{ m^2, \ M^2, \ \frac{(s - m^2)^2}{s} \right\}. \tag{8}$$

$$s = (p + q)^2.$$

Ограничимся далее рассмотрением двух частных случаев. Предположим вначале, что частица p_1 неполяризована. Тогда считая, что $L \lessapprox sL_1$ в области (8), вторым слагаемым в (6) можно пренебречь, а в L_1 положить $q^2 = 0$. Переходя в (2) к переменным q^2 и s, получим с учетом (5)—(8) дифференциальное сечение

$$d\sigma = \frac{\mu^2}{\pi} \sigma_\gamma (s) \left(1 - \frac{M^2 (s - m^2)^2}{4\nu^2 q^2} \right) \frac{ds}{s - m^2} d(-q^2). \tag{9}$$

Найдем сечение реакции *а* в случае, когда в ходе рассеяния поляризация частицы p_1 не меняется. В системе покоя частицы p_1 вектор $a^\mu = (0, \boldsymbol{\xi})$, где $\boldsymbol{\xi}$ — удвоенное среднее значение вектора спина. Полагая $a^\mu = a'^\mu$ и учитывая ограничения (8), найдем из (6) и (7)

$$L^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\nu} = -\frac{(2\lambda + 1)}{2\pi^4} \frac{\sigma_\gamma (s)}{s - m^2} \mu^2 \left\{ q^4 \left[(ap)^2 - \frac{\nu^2}{M^2} \right] + \right.$$

$$\left. + (aq)^2 (pq)^2 - q^2 (aq)^2 \frac{\nu^2}{M^2} - 2q^2 (qp)(ap)(aq) \right\}. \tag{10}$$

После подстановки (10) в (2) получим в приближении эквивалентных фотонов сечение неупругого рассеяния быстрой частицы p на классической частице p_1, обладающей в системе покоя плотностью распределения магнитного момента $\mu = \frac{e}{2M} F_m (-\mathbf{q}^2)$. В этом нетрудно убедиться, записав сечение в системе отчета, в которой $\mathbf{p}=0$, $p_1=(\gamma M, -\mathbf{v}\gamma M)$, $\gamma=(1-\mathbf{v}^2)^{-1/2}$. Здесь $\mathbf{v}$ — скорость частицы p_1 в рассматриваемой системе. Предположим, что частица p_1 получает настолько малую отдачу $-q^2 \ll \varepsilon_1$, что в соотношении $q^2=2(p_1q)$ можно пренебречь величиной $q^2/2\varepsilon_1$, т. е. считать, что $(p_1q)=0$. Это условие позволяет рассматривать поле частицы p_1 в системе отсчета, где она покоится, как статическое. Учитывая, что при сделанных предположениях

$$-q^2 = q_{\perp}^2 + \gamma^{-2} q_{\parallel}^2, \ (aq) = -\mathbf{q}_{\perp} \vec{\xi}_{\perp} - \gamma^{-1} q_{\parallel} \xi_{\parallel}, \ (ap) = mv\gamma\xi_{\parallel},$$

где $\xi_{\parallel}$ и $\xi_{\perp}$ — составляющие вектора ξ, параллельная и перпендикулярная направлению $\mathbf{v}$, получим

$$d\sigma = \sigma_{\gamma} n(\mathbf{k})\, dq_0 d\mathbf{k}_{\perp}, \tag{11}$$

$$h(\mathbf{k}) = \frac{1}{\pi^2 q_0} \frac{([\mathbf{k}[\mu\mathbf{k}]]_{\perp})^2}{k^4}. \tag{12}$$

Здесь

$$k^2 = k_{\parallel}^2 + \mathbf{k}_{\perp}^2, \ \mathbf{k}_{\perp} = \mathbf{q}_{\perp}, \ k_{\parallel} = \frac{q_0}{\gamma v}.$$

Заметим, что в выражениях (9) и (11) старшие члены пропорциональны передаче импульса в нулевой степени. Поэтому эти формулы неприменимы для оценки интегрального сечения, даже если рассеяние идет в основном на малые углы.

Покажем теперь, что спектр эквивалентных фотонов (12) можно получить также исходя из классического выражения для полного потока электромагнитной энергии вдоль направления $\mathbf{v}$. Пусть в лабораторной системе покоится массивный точечный магнитный диполь с магнитным моментом μ. Создаваемое им поле $\mathbf{B}(r) = \mathrm{rot}\mathbf{A}$, где $\mathbf{A}=[\mu\mathbf{r}]/\mathbf{r}^3$. В системе покоя налетающей частицы $\mathbf{p}=0$) электрическое и магнитное поле, создаваемое диполем, определяются соотношениями [6]

$$\mathbf{B}'_{\perp}(\mathbf{r}') = \gamma \mathbf{B}_{\perp}(\mathbf{r}), \quad B'_{\parallel}(\mathbf{r}') = B_{\parallel}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{E}'_{\perp} = \gamma[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad E'_{\parallel} = 0,$$

в которых надо положить $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_{\perp}, \gamma(z-vt))$.

При $v \sim 1$ поле, создаваемое диполем, является практически поперечным, поскольку $|B'_{\parallel}| \ll |\mathbf{B}'_{\perp}|$. В этом случае можно считать $\mathbf{E}'_{\perp}$ и $\mathbf{B}'_{\perp}$ эквивалентными полю, создаваемому импульсом линейно поляризованного излучения, распространяющегося в направлении $\mathbf{v}$. Приравнивая полный поток электромагнитной энергии в направлении $\mathbf{v}$

$$\Pi = \frac{1}{4\pi} \int dt d\mathbf{r}_{\perp} \mathbf{B}'^2_{\perp}(\mathbf{r}') = v \int dq_0 d\mathbf{r}_{\perp} |\mathbf{B}'_{\perp}(q_0)|^2$$

и

$$\mathbf{B}'_{\perp}(q_0) = \frac{1}{2\pi^2 v} \int \frac{d\mathbf{k}_{\perp}}{k^2} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} [\mathbf{k}[\mu\mathbf{k}]]_{\perp}$$

энергии эквивалентных фотонов получим для спектрального распределения формулу (12).

В заключение авторы выражают благодарность профессору А. А. Соколову за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Померанчук И. Я., Шмушкевич И. М. Nucl. Phys., 23, 452, 1961.
2. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С. «Успехи физических наук», 82, 3, 1964.
3. Грибов В. Н. и др. ЖЭТФ, 41, 1839, 1961.
4. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. М., 1973.
5. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория, ч. 2. М., 1971.
6. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М., 1965.

Поступила в редакцию
9.7 1973 г.

Кафедра
теоретической физики