Все остальные особенности деления частоты при больших амплитудах A сохраняются такими же, как в (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Карасев М. Д. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1974, 15, № 3.
2. Белов А. А., Карасев М. Д. и др. «Труды НИИчаспром», вып. 22, 1976.

Поступила в редакцию
21.2 1977 г.
Кафедра
физики колебаний

УДК 539.1.01

Ю. М. Лоскутов
В. В. Скобелев

О РАСЧЕТЕ ПЕТЛЕВЫХ ДИАГРАММ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С наличием петлевых диаграмм в графиках Фейнмана, сопоставляемых тем или иным процессам, связаны, как известно, нелинейные электродинамические процессы, предсказанные еще Гейзенбергом и Эйлером [1], впервые построившими эффективный нелинейный лагранжиан электромагнитного поля $L_0(F)$. На его основе в низкоэнергетическом приближении были рассмотрены фотон-фотонное рассеяние [2], дельбрюкковское рассеяние [3], расщепление фотона в поле ядра [4] и в магнитном поле [5, 6], рождение фотонов переменным полем [7, 8] и т. д. Недавно в [9] была получена следующая поправка к $L_0(F)$.

Экспериментальное обнаружение нелинейных эффектов связано с большими трудностями; к настоящему времени надежно идентифицированы лишь эффект Дельбрюкка [10, 11] и расщепление γ-квантов в поле ядра [11]. В то же время в сверхсильных магнитных полях $B \gg B_0 (B_0 = m^2/e = 4{\cdot}41{\cdot}10^{13}$ Гс), с большой достоверностью существующих в пульсарах, поляризация вакуума вполне может дать наблюдаемый эффект [5, 6], и, возможно, скажется на эволюции подобных объектов [12]. В этой связи становится актуальной разработка простых методов расчета нелинейных явлений в сильном магнитном поле, когда по существу оно выступает в роли анизотропной среды, делающей движение вакуумных электронов эффективно двумерным (вдоль временной оси и поля). Ниже предлагается один из таких методов.

Рассмотрим в низкоэнергетическом приближении матричный элемент $M_{\gamma n}$, соответствующий петлевой диаграмме с n внешними (и только внешними) фотонными линиями в сильном магнитном поле $B \gg B_0$, когда электронную функцию Грина можно представить в виде [12—15]:

$$G(x, y) \underset{\kappa}{=} -(\gamma/4\pi)(1 - i\gamma_1\gamma_2) f(x_\perp, y_\perp) G(x_\parallel - y_\parallel), \quad (1)$$

где

$$f(x_\perp, y_\perp) = \exp\left\{-\frac{\gamma}{4}[(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + 2i(x_1 + y_1)(x_2 - y_2)]\right\}, \quad (2)$$

$$G(z) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int d^2k \, \frac{\hat{k} + m}{k^2 - m^2} e^{-i(kz)_\parallel}, \qquad (kz)_\parallel = k_0 z_0 - k_3 z_3, \quad (3)$$

$$\hat{k} = k_0\gamma_0 - k_3\gamma_3, \quad \gamma = |eB|.$$

Во-первых, заметим, что интегрирование в $M_{\gamma n}$ по переменным двумерного пространства (0,3) приводит к таким же результатам, как в случае без поля ($B = 0$). Во-вторых, из-за фактора $\frac{1}{2}(1 - i\gamma_1\gamma_2)$ все суммы по поляризациям фотонов в $M_{\gamma n}$ становятся двумерными. Вследствие этого их произведение может быть заменено в итоге (с учетом операции шпурования) множителем 1/2. Далее, замечая, что

$$\frac{\gamma}{2\pi}\int d^2 z_\perp f(x_\perp, z_\perp) f(z_\perp, y_\perp) e^{i\varkappa_\perp z_\perp} = f(x_\perp, y_\perp)\varphi(x_\perp, y_\perp) e^{\frac{i}{2}\varkappa_\perp(x_\perp + y_\perp)}, \quad (4)$$

где в указанном приближении множитель $\varphi(x_\perp, y_\perp)$ оказывается несущественным, поскольку после интегрирования по всем «поперечным» координатам он обращается в единицу, в матричном элементе $M_{\gamma n}$ появится в итоге еще множитель $2\pi\gamma$. Оставшаяся часть $M_{\gamma n}$ будет представлять собой выражение, формально совпадающее с матричным элементом в M_n в отсутствие поля, с той лишь разницей, что в последнем интеграл по импульсу петли d^4k заменен на двумерный $(d^4k \to d^2k)$, так же как и все свертки заменены на двумерные. Ввиду калибровочной инвариантности матричных элементов разница в интегрировании по импульсу петли в низкоэнергетическом приближении (методом параметризации Фейнмана) приведет к выделению в $M_{\gamma n}$ еще одного дополнительного (при $n>2$) множителя $(n-2)/\pi m^2$, так как

$$\int \frac{d^4k}{(k^2-m^2)^n} \to \int \frac{d^2k}{(k^2-m^2)^n}. \tag{5}$$

Таким образом, окончательно получим

$$M_{\gamma n} = \frac{\gamma(n-2)}{m^2} M_n; \tag{6}$$

где M_n — вычисленный матричный элемент того же процесса в отсутствие поля с заменой сверток тензоров фотонного поля на двумерные. Тем самым вычисление $M_{\gamma n}$ сводится к вычислению M_n простым методом Гейзенберга—Эйлера. Отсюда вытекают и следующие общие выводы.

Сечения и вероятности любых процессов фотон-фотонного взаимодействия с четным числом вершин при $B \gg B_0$ пропорциональны $(B/B_0)^2$.

При n четном амплитуды отличны от нуля лишь для реальных фотонов, поляризованных в плоскости импульс—поле, и обращаются в нуль, если импульс хотя бы одного из реальных фотонов параллелен полю.

При n нечетном $M_{\gamma n}$ обращается в данном приближении, как и M_n, в нуль (аналог теоремы Фарри). Однако если при расчете удерживать следующий член разложения точной функции Грина [16] в магнитном поле по $(k^2-m^2)/\gamma$ при $B \gg B_0$, то при n нечетном $M_{\gamma n}$ перестает зависеть от поля. Этот результат был уже получен нами ранее другим методом для случая трехвостки [6].

Следует ожидать существенного вклада в ослабление жесткого излучения нейтронных звёзд (с $B \gg B_0$) эффекта расщепления фотонов на ядрах, поскольку сечение соответствующего процесса пропорционально $(B/B_0)^2$. Линейная поляризация излучения отчасти может быть объяснена различными нелинейными эффектами.

Используя (6), можно оценить величину сечения расщепления фотона на ядре в сильном магнитном поле:

$$\sigma_{\gamma \to 2\gamma} \sim (Ze)^2 \alpha^4 (\omega/m)^6 (B/B_0)^2 m^{-2}, \tag{7}$$

отличающегося от аналогичного сечения в отсутствие поля множителем $(B/B_0)^2 \gg 1$. Сечение другого нелинейного эффекта—фотон-фотонного рассеяния оказывается равным в (ц-системе):

$$\sigma_{2\gamma \to 2\gamma} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{8}{15}\right)^3 \alpha^4 (\omega/m)^6 (B/B_0)^2 m^{-2} \sin^4\theta, \tag{8}$$

где θ — угол между линией импульсов начальных фотонов и полем. (Если начальные фотоны неполяризованы, то сечение в 2 раза меньше.)

Из этих результатов, кстати, можно ожидать ограничения на поле вида $\alpha|B/B_0| \ll 1$ (хотя $|B/B_0| \gg 1$), так как в противном случае ряд по α стал бы расходящимся.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heisenberg W., Euler H. «Z. Phys.», 1936, **98**, 714.
2. Euler H. «Ann. Phys.», 1936, **26**, 398.
3. Kemmer N. «Helv. Phys. Acta», 1937, **10**, 112.
4. Bolsterli M. «Phys. Rev.», 1954, **94**, 367.
5. Adler S. L., Bahcall I. N., Callan C. G., Rosenbluth M. N. «Phys. Rev. Lett.», 1970, **25**, 1061.
6. Гальцов Д. В., Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1972, **13**, № 5, 601.
7. Соколов А. А., Скобелев В. В., Гальцов Д. В., Лоскутов Ю. М. ЖЭТФ, 1972, **62**, 454.

8. Galtsov D., Skobelev V. «Phys. Lett.», 1971, **36B**, 238.
9. Ритус В. И. ЖЭТФ, 1975, **69**, 1517.
10. Jackson H. E., Wetzel K. J. «Phys. Rev. Lett.», 1969, 22, 1008.
11. Jarlskog G. et. al. «Phys. Rev.», 1973, **8D**, 3813.
12. Loskutov Yu. M., Skobelev V. V. «Phys. Lett.», 1976, **56A**, 151.
13. Скобелев В. В. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 10, 142.
14. Скобелев В. В. ЖЭТФ, 1976, 71, 1263.
15. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Теоретическая и математическая физика», 1976, **29**, № 1, 65.
16. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1973, 14, № 3, 331.

Поступила в редакцию
23.2 1977 г.
Кафедра
теоретической физики

УДК 539.189.1

Г. Я. Коренман

К ВОПРОСУ ОБ АНИЗОТРОПИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЗОАТОМОВ

В работе [1] было показано, что при атомном захвате мезона, имеющего определенное направление движения $\mathbf{n}$, орбитальный момент образующегося мезоатома оказывается выстроенным. В последующем мезоатомном каскаде доминируют дипольные (оже- и радиационные) переходы с уменьшением орбитального момента ($\Delta l=-1$), в которых выстроенность сохраняется. Поэтому даже для переходов между нижними состояниями мезоатома угловое распределение рентгеновского излучения может обладать заметной анизотропией (относительно направления $\mathbf{n}$). В случае переходов $l\to l'=l-1$ угловое распределение излучения определяется выражением

$$W(\theta)\sim 1+\frac{1}{2}\overline{T}_2P_2(\cos\theta), \tag{1}$$

причем согласно оценкам [1] средний параметр выстроенности $\overline{T^2}\approx -0{,}5$. Экспериментальное обнаружение этого эффекта могло бы иметь большое значение для физики мезоатомных процессов, поскольку возможность его существования связана с особенностями как механизма образования, так и каскадных переходов мезоатома. Однако в реальных условиях эксперимента начальная выстроенность орбитального момента мезоатома может оказаться сильно подавленной вследствие многократного рассеяния в процессе замедления мезонов, что приводит к разбросу направлений движения мезона перед атомным захватом. В настоящей работе рассмотрено влияние этого деструктивного фактора на анизотропию рентгеновского излучения мезоатомов. Получены количественные оценки соответствующего коэффициента подавления для разных элементов.

Учет разброса мезонов по направлениям движения вокруг первичного направления пучка $\mathbf{n}_0$ сводится к умножению параметра $\overline{T}_2$ в выражении (1) на фактор $Q_2(E)=f_2(E)/f_0(E)$, где $f_l(E)\int f=(E,\ \mathbf{n})P_l(\cos\beta)d\mathbf{n}$ — моменты функции распределения мезонов в мишени по энергиям и направлениям движения, $\cos\beta=(\mathbf{n}\mathbf{n}_0)$. Для простоты предполагается, что $\mathbf{n}_0$ совпадает с осью симметрии мишени. Функция распределения $f(E,\ \mathbf{n})$ удовлетворяет уравнению переноса, проинтегрированному по пространственным переменным

$$-I_0\delta(E-E_0)\,\delta(\mathbf{n}-\mathbf{n}_0)=-N\sigma_t(E)\,vf(E,\mathbf{n})+$$
$$+N\int\limits_0^{E_0-E}d\varepsilon\int d\mathbf{n}'\left[\frac{d\sigma(E',\varepsilon,\mathbf{n}\mathbf{n}')}{d\varepsilon d\mathbf{n}}v'f(E',\mathbf{n}')\right]\Bigg|_{E'=E+\varepsilon}. \tag{2}$$

Здесь I_0 — число мезонов, остающихся в образце в единицу времени, E_0 — энергия частиц пучка, N — плотность атомов в мишени, $\sigma_t(E)$ — полное сечение взаимодействия мезона с атомом, $d\sigma(E',\ \varepsilon,\ \mathbf{n}\mathbf{n}')$ — дифференциальное сечение рассеяния при энергии E', сопровождающееся потерей энергии ε. В отличие от обычных задач о прохождении частиц через вещество [2], уравнение (2) допускает разделение переменных, что приводит к несвязанным одномерным интегральным уравнениям для моментов.