

— в согласии с логарифмической частью формулы (93,17) (в которой надо положить  $\varepsilon \approx \varepsilon'$ ). Достичь нелогарифмической точности можно, лишь выйдя за пределы квазиклассической области.

2. Для столкновения двух ультррелятивистских электронов определить (в системе центра инерции) сечение одновременного испускания двух мягких фотонов в противоположных направлениях под малыми углами к импульсам электронов.

Решение. Фотоны, летящие в противоположных направлениях, испускаются различными электронами, каждым в направлении своего движения. Сечение одновременного излучения

$$d\sigma = d\sigma_{\text{упр}} \cdot \alpha F(\xi) \frac{d\omega_1}{\omega_1} \cdot \alpha F(\xi) \frac{d\omega_2}{\omega_2}, \quad \xi = \frac{\varepsilon}{m} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (6)$$

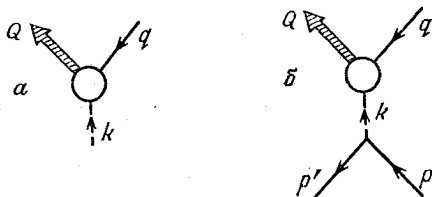
где  $\varepsilon$  — энергия каждого из электронов,  $\theta$  — угол рассеяния в системе центра инерции, одинаковый для обоих электронов (поскольку фотоны испускаются заведомо в различных направлениях, вводить в сечение множитель  $1/2$  не надо). Сечение упругого рассеяния электронов на малые углы в системе центра инерции в ультррелятивистском случае совпадает с (4) (ср. (81,11)). В отличие от (1) сечение (6) ведет себя при  $\theta \rightarrow 0$  как  $\theta d\theta$ , так что интеграл сходится. С одной стороны, это обстоятельство позволяет проводить интегрирование до  $\theta = 0$  (не забывая о возможном нарушении условия применимости метода). С другой стороны, основной вклад в интегральное сечение дает теперь область  $\theta \sim m/\varepsilon$  (а не  $\theta \ll m/\varepsilon$ ), так что надо пользоваться точным выражением (2). Результат интегрирования сечения по углам рассеяния:

$$d\sigma_{\omega_1\omega_2} = \frac{2}{\pi} \left[ 5 + \frac{7}{2} \zeta(3) \right] r_e^2 \alpha^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{d\omega_2}{\omega_2} = 5,9 r_e^2 \alpha^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{d\omega_2}{\omega_2}$$

( $\zeta$  — функция Римана;  $\zeta(3) = 1,202$ ).

## § 99. Метод эквивалентных фотонов

Сравним два процесса, описываемых диаграммами:



(99,1)

(кружки изображают условно всю внутреннюю часть диаграммы). Диаграмма *a*) изображает столкновение фотона  $k$  ( $k^2 = 0$ ) с некоторой частицей с 4-импульсом  $q$  (и массой  $m$ ;  $q^2 = m^2$ ). В результате столкновения образуется система (частица или группа частиц) с общим 4-импульсом  $Q$ . Диаграмма *б*) изображает столкновение той же частицы  $q$  с другой частицей, 4-импульс которой  $p$ , а масса  $M$  ( $p^2 = M^2$ ). В результате столкновения эта последняя частица приобретает 4-импульс  $p'$  и образуется та же система  $Q$ . Второй процесс можно рассматривать как столкновение частицы  $q$  с испущенным частицей  $p$  виртуаль-

ным фотоном, импульс которого  $k = p - p'$  ( $k^2 < 0$ ). Если при этом  $|k^2|$  мало, то виртуальный фотон мало отличается от реального. Очевидно, что с такой ситуацией можно встретиться при столкновениях очень быстрых частиц: электромагнитное поле заряженной частицы, движущейся со скоростью  $v \approx 1$ , почти поперечно и потому близко по своим свойствам к полю световой волны. В этих условиях сечение процесса б) можно выразить через сечение процесса а) <sup>1)</sup>.

Итак, будем считать частицу  $M$  ультрарелятивистской: ее энергия (в системе покоя частицы  $m$ )  $\epsilon \gg M$ . Если массы сталкивающихся частиц  $m$  и  $M$  различны, то для определенности будем считать, что  $m < M$ .

Амплитуду процесса а) (с участием реального фотона) можно представить в виде

$$M_{fi}^{(r)} = -e \sqrt{4\pi} (e_\mu J^\mu), \quad (99,2)$$

где  $e_\mu$  — 4-вектор поляризации фотона, а  $J^\mu$  — ток перехода, отвечающий вершине (кружок) диаграммы. Амплитуда же процесса б)

$$M_{fi} = Ze^2 \frac{4\pi}{k^2} (j_\mu J^\mu), \quad (99,3)$$

где  $j_\mu$  — ток перехода частицы  $m$  (нижняя вершина диаграммы);  $Ze$  — заряд этой частицы. Ток  $J$  — функция от  $k = Q - q$  и потому в этих случаях различен:  $k^2 = 0$  в (99,2) и  $k^2 \neq 0$  в (99,3). Но если во втором случае

$$|k^2| \ll m^2, \quad (99,4)$$

то и здесь можно взять  $J$  при  $k^2 = 0$ .

Изменение импульса частицы  $M$  при испускании виртуального фотона,  $p - p' = k$ , мало по сравнению с ее первоначальным импульсом  $|p| \approx \epsilon$ ; поэтому в токе перехода  $j$  можно положить  $p = p'$ . Другими словами, рассматриваем движение частицы  $M$  как прямолинейное и равномерное. Поскольку такое движение квазиклассично, соответствующий ток не зависит от спина частицы <sup>2)</sup>:

$$j^\mu = 2p^\mu. \quad (99,5)$$

<sup>1)</sup> Излагаемый ниже метод был разработан *Вейцеккером* и *Вильямсом* (*K. Weizsäcker, E. J. Williams, 1934*); основная идея этого метода была еще раньше высказана *Ферми* (*E. Fermi, 1924*).

<sup>2)</sup> При нормировке волновых функций на одну частицу в единичном объеме ток  $j^\mu = (1, \mathbf{v})$ , где  $\mathbf{v}$  — скорость. Но мы условились (см. § 64) опускать в волновых функциях нормировочный множитель  $1/\sqrt{2\epsilon}$ . Соответственно этому в  $j^\mu$  надо ввести дополнительный множитель  $2\epsilon$ , и мы приходим к выражению (99,5).

Условие поперечности тока ( $jk=0$ ) дает теперь  $\varepsilon\omega - \rho_x k_x = 0$ , где ось  $x$  выбрана в направлении  $\mathbf{p}$ . Отсюда

$$\omega = vk_x, \quad (99,6)$$

где  $v = p_x/e$  — скорость частицы  $M$ . Поскольку

$$-k^2 = -\omega^2 + k_x^2 + k_\perp^2 \approx \omega^2(1 - v^2) + k_\perp^2 \quad (99,7)$$

( $k_\perp$  — поперечная к оси  $x$  составляющая вектора  $\mathbf{k}$ ), условие (99,4) эквивалентно неравенству  $|k_\perp| \ll m$  и значительно более слабому неравенству для  $\omega$ :  $\omega \ll m/\sqrt{1-v^2}$ .

Далее, из условия поперечности тока  $J$  ( $Jk=0$ ) следует при использовании (99,6)

$$J_0 = \frac{J_x}{v} + \frac{\mathbf{J}_\perp \mathbf{k}_\perp}{\omega}.$$

Поэтому для скалярного произведения  $jJ$  получим

$$jJ = 2(J_0\varepsilon - J_x\rho_x) \approx 2\frac{\varepsilon}{\omega} \left( \mathbf{k}_\perp \mathbf{J}_\perp + \frac{\omega M^2}{\varepsilon^2} J_x \right). \quad (99,8)$$

Произведение же  $Je$  в (99,2) раскроем, выбрав 4-вектор поляризации реального фотона в трехмерно поперечной калибровке:  $ek = -ek = 0$ , откуда  $e_x \approx -e_\perp k_\perp/\omega$ . Тогда

$$Je = -e_\perp \left( \mathbf{J}_\perp - \frac{k_\perp}{\omega} J_x \right). \quad (99,9)$$

Сравним выражения (99,8) и (99,9). Они окажутся пропорциональными друг другу, если можно пренебречь вторыми членами в скобках. Поскольку ток  $J$  относится к верхнему узлу диаграммы (99,16), он не связан с направлением  $\mathbf{p}$ ; поэтому  $J_x$  и  $\mathbf{J}_\perp$  надо считать величинами одного порядка. Допустимость указанного пренебрежения требует, следовательно, соблюдения условий  $|k_\perp| \ll \omega$  и  $\omega \ll \varepsilon^2 |k_\perp|/M^2$ ; они не противоречат предыдущим условиям, уже наложенным на  $k_\perp$  и  $\omega$ .

Приняв, что в (99,9) фотон поляризован в плоскости  $x, k$  (так что  $e_\perp \parallel k_\perp$ ), и заметив, что в силу поставленных условий  $e_\perp^2 \approx e^2 = 1$ , получим теперь

$$M_{fi} = M_{fi}^{(r)} \frac{Ze\sqrt{4\pi}}{-k^2} \frac{2\varepsilon}{\omega} |k_\perp|. \quad (99,10)$$

Согласно сказанному выше при этом предполагаются выполненными условия

$$|k_\perp| \ll \omega \ll m\gamma, \quad (99,11)$$

$$\frac{\omega}{\gamma^2} \ll |k_\perp| \ll m, \quad (99,12)$$

где для краткости обозначено

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{M} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}.$$

Отсюда можно найти связь между соответствующими сечениями. Согласно общей формуле (64,18) имеем (в системе покоя частицы  $m$ )

$$\begin{aligned} d\sigma_r &= |M_{fi}^{(r)}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \frac{1}{4m\omega} d\rho_Q, \\ d\sigma &= |M_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_f - P_i) \frac{1}{4m\varepsilon} \frac{d^3p'}{2\varepsilon(2\pi)^3} d\rho_Q, \end{aligned}$$

где  $d\rho_Q$  — статистические веса частиц  $Q$ . Используя (99,10) и (99,7), получаем

$$d\sigma = d\sigma_r \cdot n(\mathbf{k}) d^3p', \quad (99,13)$$

где

$$n(\mathbf{k}) = \frac{Z^2 e^2}{\pi^2} \frac{k_{\perp}^2}{\omega (k_{\perp}^2 + \omega^2/\gamma^2)^2}. \quad (99,14)$$

Напомним, что  $d\sigma_r$  — сечение процесса  $a$ ), вызванного столкновением реального фотона с покоящейся частицей, причем образуется система частиц  $Q$  в определенных интервалах их импульсов. Сечение же  $d\sigma$  относится к процессу  $b$ ) образования той же системы  $Q$  при столкновении быстрой частицы (массы  $M$ ) с той же покоящейся частицей, причем быстрая частица теряет импульс  $\mathbf{p} - \mathbf{p}' = \mathbf{k}$ , оставаясь в интервале  $d^3p'$  значений  $\mathbf{p}'$ . Множитель  $n(\mathbf{k})$  в (99,13) можно истолковать как плотность (в  $\mathbf{k}$ -пространстве) числа фотонов, которым эквивалентно электромагнитное поле быстрой частицы.

Интегрирование по  $d^3p'$  равнозначно интегрированию по  $d^3k = d\omega d^2k_{\perp}$ . Произведя интегрирование по  $d^2k_{\perp}$ , мы получим сечение процесса, в котором полная энергия  $E$  системы частиц  $Q$  лежит в заданном интервале  $dE = d\omega$  ( $E - m = \varepsilon - \varepsilon' = \omega$ , где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  — начальная и конечная энергии частицы  $M$ ). Интегрирование по направлениям  $\mathbf{k}_{\perp}$  означает усреднение по направлениям поляризации падающего фотона (вместе с умножением на  $2\pi$ ). После этого получим

$$d\sigma = n(\omega) d\sigma_r d\omega, \quad (99,15)$$

где

$$n(\omega) = \int n(\mathbf{k}) 2\pi k_{\perp} dk_{\perp} = \frac{2Z^2 e^2}{\pi\omega} \int \frac{k_{\perp}^3 dk_{\perp}}{(k_{\perp}^2 + \omega^2/\gamma^2)^2}.$$

Интеграл по  $k_{\perp}$  расходится при больших  $k_{\perp}$ . Расходимость, однако, всего лишь логарифмическая. Это обстоятельство позво-

ляет (в пределах применимости излагаемого метода) получить ответ в логарифмическом приближении: предполагается, что велик не только аргумент логарифма, но и сам логарифм. С такой точностью достаточно положить для верхнего предела интегрирования  $k_{\perp \max} \sim m$  — верхний предел неравенства (99,12). Произведя интегрирование, получим для спектрального распределения эквивалентных фотонов (в обычных единицах)

$$n(\omega) d\omega = \frac{2}{\pi} Z\alpha \ln \frac{\gamma mc^2}{\hbar\omega} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (99,16)$$

Принятое приближение означает, что численный коэффициент в аргументе логарифма остается неопределенным: введение такого коэффициента означало бы прибавление к большому логарифму относительно малой величины ( $\sim 1$ ) и представляло бы собой превышение допустимой точности.

### Задачи

1. Найти сечение тормозного излучения при столкновении быстрого электрона с ядром, исходя из сечения рассеяния фотонов на электроне.

Решение. В системе отсчета  $K_1$ , в которой электрон до столкновения покоился, процесс можно рассматривать как рассеяние на электроне эквивалентных фотонов поля ядра<sup>1)</sup>. Согласно (86,10) сечение рассеяния фотона электроном в системе  $K_1$

$$d\sigma_{\text{расс}}(\omega_1, \omega'_1) = \pi r_e^2 \frac{m d\omega'_1}{\omega_1^2} \left[ \frac{\omega_1}{\omega'_1} + \frac{\omega'_1}{\omega_1} + \left( \frac{m}{\omega'_1} - \frac{m}{\omega_1} \right)^2 - 2m \left( \frac{1}{\omega'_1} - \frac{1}{\omega_1} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega'_1$  — начальная и конечная энергии фотона в этой системе. Сечение тормозного излучения в системе  $K_1$

$$d\sigma_{\text{изл}}(\omega'_1) = \int d\omega_1 \cdot n(\omega_1) d\sigma_{\text{расс}}(\omega_1, \omega'_1), \quad (2)$$

где  $n(\omega_1)$  — функция (99,16). Ввиду инвариантности сечения переход к системе отсчета  $K$ , в которой покоится ядро, сводится к преобразованию частоты  $\omega'_1$ . Частоты  $\omega'_1$  и  $\omega'$  в системах  $K_1$  и  $K$  связаны формулой Доплера

$$\omega' = \gamma \omega'_1 (1 - v \cos \theta_1), \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}, \quad (3)$$

где  $\theta_1$  — угол рассеяния в системе  $K_1$ . Этот же угол связывает  $\omega'_1$  с  $\omega_1$  согласно (86,8):

$$\frac{1}{\omega'_1} - \frac{1}{\omega_1} = \frac{1}{m} (1 - \cos \theta_1). \quad (4)$$

<sup>1)</sup> Рассеяние же виртуальных фотонов на ядре (в системе покоя ядра) исключается большой массой последнего: сечение рассеяния стремится к нулю при увеличении массы рассеивающей частицы.

Из (3) и (4) находим

$$\omega_1' = \omega_1 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon = m\gamma$  и  $\varepsilon'$  — начальная и конечная энергии электрона в системе  $K$  ( $\varepsilon - \varepsilon' = \omega'$ ). Подставив (5) в (1), получим

$$d\sigma_{\text{расс}} = \pi r_e^2 \frac{m d\omega'}{\varepsilon \omega_1} \left( \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} + \frac{m^2 \omega'^2}{\varepsilon'^2 \omega_1^2} - \frac{2m\omega'}{\omega_1 \varepsilon'} \right).$$

Это выражение надо подставить в (2) и интегрировать по  $\omega_1$  при заданном  $\omega'$  (т. е. заданном  $\varepsilon'$ ) в пределах между

$$\omega_{1 \text{ max}} = \frac{2\varepsilon\omega'}{m}, \quad \omega_{1 \text{ min}} = \frac{m\omega'}{2\varepsilon'}$$

(эти значения получаются из (3)—(4) при  $\theta_1 = 0$  и  $\theta_1 = \pi$ ). Ввиду быстрой сходимости интеграла при больших  $\omega_1$  главный вклад в него дает область  $\omega_1$  вблизи нижнего предела (т. е. можно положить  $\omega_{1 \text{ max}} \rightarrow \infty$ ). Вычисляя интеграл с логарифмической точностью<sup>1)</sup>, получаем

$$d\sigma_{\text{изл}} = 4r_e^2 \alpha Z \frac{d\omega'}{\omega'} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} + \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - \frac{2}{3} \right) \ln \frac{\varepsilon \varepsilon'}{m\omega'}.$$

Для справедливости этого результата, помимо условия  $\varepsilon \gg m$  (ультрарелятивистский электрон), должно выполняться условие (99,11): существенные при интегрировании частоты  $\omega_1 \sim \omega_{1 \text{ min}}$  должны быть много меньше  $\varepsilon$ . Отсюда  $\varepsilon - \varepsilon' = \omega' \ll \varepsilon \varepsilon' / m$ . В этих условиях полученный результат, как и следовало ожидать, совпадает с логарифмической точностью с (93,17).

2. То же для тормозного излучения электрона на электроне.

Решение. В этом случае виртуальный фотон может рассеиваться либо на быстром электроне, либо на электроне отдачи; фотоны, эквивалентные полю одного электрона, рассеиваются на другом, и наоборот. Рассеяние виртуальных фотонов на быстром электроне дает сечение  $d\sigma_{\text{изл}}^{(1)}$ , совпадающее с сечением излучения электрона на ядре с  $Z = 1$ .

Рассеяние же виртуальных фотонов на электроне отдачи дает сечение излучения

$$d\sigma_{\text{изл}}^{(2)} = \int d\omega \cdot n(\omega) d\sigma_{\text{расс}}(\omega, \omega')$$

с  $d\sigma_{\text{расс}}(\omega, \omega')$  из (1) (с соответствующим изменением обозначений частот). Для области значений, пробегаемых  $\omega$  при заданном  $\omega'$ , имеем (ср. (4))

$$\omega' \leq \omega \leq \infty \quad \text{при } \omega' > \frac{m}{2};$$

$$\omega' \leq \omega \leq \frac{\omega'}{m - 2\omega'} \quad \text{при } \omega' < \frac{m}{2}.$$

<sup>1)</sup> Это значит, что путем однократного интегрирования по частям выделяем член, содержащий большой логарифм, а остальными членами пренебрегаем. Эта операция сводится к вынесению логарифма  $\ln(\varepsilon/\omega_1)$  из-под знака интеграла при значении  $\omega_1 = \omega_{1 \text{ min}}$ .

При  $\omega' < m/2$  интегрирование по  $\omega$  дает

$$d\sigma_{\text{изл}}^{(2)} = \frac{16}{3} \alpha r_e^2 \frac{d\omega'}{\omega'} \left(1 - \frac{\omega'}{m} + \frac{\omega'^2}{m^2}\right) \ln \frac{\varepsilon}{\omega'}$$

в согласии с (97,4). Если же  $\omega' > m/2$ , то надо различать случаи  $\omega' \sim m$  и  $\omega' \sim \varepsilon \gg m$ . В первом случае получаем

$$d\sigma_{\text{изл}}^{(2)} = \frac{2}{3} \alpha r_e^2 \frac{m d\omega'}{\omega'^2} \left(4 - \frac{m}{\omega'} + \frac{m^2}{4\omega'^2}\right) \ln \frac{\varepsilon}{m}$$

в согласии с (97,3) (в аргументе логарифма произведена замена с требуемой точностью  $\varepsilon/\omega'$  на  $\varepsilon/m$ ). В случае же  $\omega' \sim \varepsilon$  метод эквивалентных фотонов вообще неприменим для вычисления  $d\sigma_{\text{изл}}^{(2)}$ . Частота виртуальных фотонов  $\omega$  пробегает значения, начиная от  $\omega'$ , и при  $\omega = \omega' \sim \varepsilon$ , следовательно, не выполняется условие (99,11).

3. Определить полное сечение образования пары при столкновении фотона с ядром, исходя из сечения образования пары при столкновении двух фотонов.

Решение. Энергия фотона в системе покоя ядра (система  $K$ ):  $\omega \gg m$ . Перейдем в систему отсчета  $K_0$ , в которой ядро движется навстречу фотону со скоростью  $v_0$  такой, что

$$\frac{1}{\sqrt{1-v_0^2}} = \frac{\omega}{2m}.$$

В этой системе энергия фотона

$$\omega_0 = \omega \frac{1-v_0}{\sqrt{1-v_0^2}} \approx \frac{\omega}{2} \sqrt{1-v_0^2} = m.$$

Искомое сечение  $\sigma$  вычисляем в системе  $K_0$  как сечение образования пары при столкновениях падающего фотона  $\omega_0$  с эквивалентными фотонами ядра, энергии которых обозначим  $\omega'$ :

$$\omega = \int \sigma_{\gamma\gamma} n(\omega') d\omega',$$

где  $\sigma_{\gamma\gamma}$  — сечение образования пары двумя фотонами; оно дается полученной в задаче к § 88 формулой (1), в которой надо положить

$$v = \sqrt{1 - \frac{m^2}{\omega_0 \omega'}} = \sqrt{1 - \frac{m}{\omega'}}.$$

Перейдя к переменной  $v$  вместо  $\omega'$ , получим

$$\sigma = 2r_e^2 \alpha Z \int_0^1 v \ln \left[ \frac{\omega}{m} (1-v^2) \right] \left\{ (3-v^4) \ln \frac{1+v}{1-v} - 2v(2-v^2) \right\} dv.$$

При учете сходимости интеграла на верхнем пределе интегрирование распространяется на всю область от порога реакции  $\omega' = m$  ( $v = 0$ ) до  $\omega' = \infty$  ( $v = 1$ ) и производится с логарифмической точностью (т. е. логарифм  $\ln[\omega(1-v^2)/m]$  заменяется его значением при  $v = 0$  и выносится

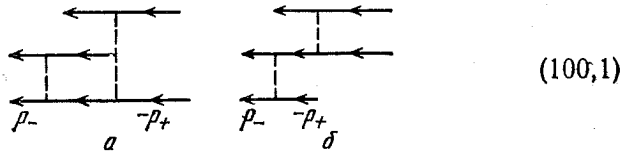
из-под знака интеграла). В результате получим

$$\sigma = \frac{28}{9} \alpha Z^2 r_e^2 \ln \frac{\omega}{m}$$

в согласии с (94,6); формула справедлива при  $\ln(\omega/m) \gg 1$ .

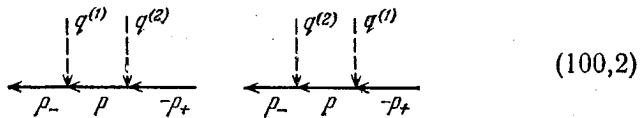
### § 100. Образование пар при столкновениях частиц

Образование электронной пары при столкновении двух заряженных частиц описывается диаграммами двух типов:



Две верхние сплошные линии отвечают сталкивающимся частицам, нижняя — рождающейся паре.

Рассмотрим в ультрарелятивистском случае столкновение двух тяжелых частиц (ядер). Изменением состояния движения самих этих частиц при таком столкновении можно пренебречь, т. е. можно рассматривать их как источники внешнего поля<sup>1)</sup>. Этому отвечают две диаграммы первого типа:



где  $q^{(1)}, q^{(2)}$  — «импульсы» компонент Фурье полей двух частиц.

Потенциал  $A^\mu = (A_0, \mathbf{A})$ , создаваемый равномерно движущейся со скоростью  $v$  классической частицей, удовлетворяет уравнениям

$$\square A_0 = -4\pi Ze\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t - \mathbf{r}_0),$$

$$\square \mathbf{A} = -4\pi Zev\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t - \mathbf{r}_0).$$

Его компоненты Фурье

$$A_0(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{8\pi^2 Ze}{\omega^2 - \mathbf{k}^2} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_0} \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})$$

и аналогично для  $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{k})$ . В четырехмерном виде

$$A^\mu(q) = -\frac{8\pi^2 Ze}{q^2} e^{iqx_0} U^\mu \delta(Uq),$$

<sup>1)</sup> Случай столкновения двух легких частиц (электронов), изменением движения которых нельзя пренебречь, значительно более сложен. См. об этом указанную на с. 457 книгу В. Н. Байера, В. М. Каткова и В. С. Фадина.