Доклады Академии наук СССР
1970. Том 192, № 1

ФИЗИКА

Ф. В. БУНКИН, А. Е. КАЗАКОВ

О КОМПТОНОВСКОМ МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОВ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 15 X 1969)

В связи с непрерывным повышением интенсивностей электромагнитных полей, получаемых с помощью лазеров, представляет интерес изучение физических эффектов, обусловливающих поглощение энергии лазерного излучения. Этот вопрос важен и с прикладной точки зрения, например в связи с возможностью нагревания плазмы до термоядерных температур в фокусе лазера.

Механизмы, играющие доминирующую роль в поглощении лазерного излучения в различных областях интенсивности последнего, были рассмотрены в обзоре ([1]). Там, в частности, качественно рассмотрен случай таких больших интенсивностей излучения, когда энергия колебаний электрона во внешнем лазерном поле становится сравнимой с его энергией покоя mc^2 (это соответствует в оптическом диапазоне потоку энергии излучения $\sim 10^{18}$ вт/см^2). Было показано, что в этом случае электронная плазма поглощает энергию в основном за счет релятивистских эффектов, прежде всего за счет многофотонного комптон-эффекта во внешнем поле, заключающегося в поглощении из лазерного поля нескольких фотонов и излучении одного жесткого фотона. Были приведены оценки, из которых следует, что энергия отдачи электрона в этом случае может значительно превосходить энергию отдачи при обычном комптон-эффекте и что коэффициент поглощения сильного лазерного излучения плазмой может быть значительным.

В настоящей работе вычислена скорость поглощения энергии электронным газом и коэффициент поглощения сильного лазерного излучения за счет многофотонного комптон-эффекта.

Сечения комптон-эффекта во внешнем поле получены в работах ([2-6]). Согласно результатам этих работ величина внешнего поля характеризуется релятивистски инвариантным параметром

$$x = e\sqrt{\overline{a^2}}/m. \tag{1}$$

Здесь a_μ — амплитуда 4-потенциала этого поля ($a^2 = \mathbf{a}^2 - a_0^2$); e, m — заряд электрона и его масса (используются единицы, в которых $c = 1$, $\hbar = 1$, $e^2 = 1/137$).

Электрон в поле плоской монохроматической электромагнитной волны описывается волновой функцией Волкова ([7, 8]), причем роль среднего по времени 4-импульса играет так называемый 4-квазиимпульс q_μ, квадрат которого

$$q^2 = -m_*^2 = -m^2(1 + x^2).$$

Здесь m_* — эффективная масса электрона во внешнем поле (добавка к массе обусловлена энергией колебаний электрона во внешнем поле).

Для упрощения вычислений достаточно ограничиться случаем циркулярно поляризованной плоской монохроматической электромагнитной волны с 4-потенциалом:

$$A_\mu = a_{1\mu}\cos kx + a_{2\mu}\sin kx, \tag{2}$$

где k_μ — волновой 4-вектор, $kx = \mathbf{kx} - \omega x_0$, $ka_1 = ka_2 = a_1a_2 = 0$, $k^2 = 0$, $a_1^2 = a_2^2 \equiv a^2$.

Для него в [3] получено следующее выражение для вероятности излучения фотона электроном (в единице объема в единицу времени)

$$W(\chi, x) = \sum_{s=1}^{\infty} W_s = \frac{e^2m^2n}{4q_0} \sum_{s=1}^{\infty} \int\limits_0^{u_s} \frac{du}{(1+u)^2} \{-4J_s^2(z) + $$
$$+ x^2\left(2 + \frac{u^2}{1+u}\right)(J_{s-1}^2 + J_{s+1}^2 - 2J_s^2)\}, \tag{3}$$
$$u = \frac{kk'}{kq'} \quad u_s = -\frac{2s\,(kq)}{m_*^2} = \frac{2s\chi}{x\,(1+x^2)},$$
$$z = 2s\frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\sqrt{\frac{u}{u_s}\left(1 - \frac{u}{u_s}\right)},$$

k', q' — соответственно 4-импульс излученного фотона и 4-квазиимпульс электрона в конечном состоянии, $J_s(z)$ — функция Бесселя, n — число электронов в единице объема.

Вероятность (3) зависит от двух инвариантов x и $\chi = -x(kp)\,/\,m^2$, где p_μ — постоянный 4-вектор, определяющий волковское состояние электрона, причем

$$q_\mu = p_\mu - \frac{e^2a^2}{2\,(kp)}k_\mu, \quad p^2 = m^2.$$

Каждый член суммы (3) W_s есть вероятность процесса, идущего с поглощением из лазерного поля s фотонов. При этом выполняются очевидные законы сохранения:

$$sk + q = k' + q'. \tag{4}$$

В работе [3] вычислен также 4-импульс, излучаемый в единице объема в единицу времени. Выражение для него после элементарных преобразований с использованием законов сохранения (4) можно записать в виде:

$$I_\mu^{\text{изл}} = \frac{e^2m^2n}{4q_0}\sum_{s=1}^{\infty}\int\limits_0^{u_s}\left\{p_\mu + k_\mu\left(\frac{s}{u} - \frac{1}{2}\frac{x^3}{\chi} - \frac{x}{\chi}\right)\right\} \times$$
$$\times \frac{u}{(1+u)^3}\left\{-4J_s^2(z) + x^2\left(2 + \frac{u^2}{1+u}\right)(J_{s-1}^2 + J_{s+1}^2 - 2J_s^2)\right\}du. \tag{5}$$

Вычитая $I_\mu^{\text{изл}}$ из 4-импульса $I_\mu^{\text{погл}}$, поглощаемого в единице объема в единицу времени и равного $k_\mu \sum\limits_{s=1}^{\infty} sW_s$, получим выражение для 4-импульса, приобретаемого единицей объема электронного газа в единицу времени:

$$I_\mu = I_\mu^{\text{погл}} - I_\mu^{\text{изл}} = \frac{e^2m^2n}{4q_0}\sum_{s=1}^{\infty}\int\limits_0^{u_s} du\,\frac{u}{(1+u)^3} \times$$
$$\times \left\{k_\mu\left(s + \frac{1}{2}\frac{x^3}{\chi} + \frac{x}{\chi}\right) - p_\mu\right\}\left\{-4J_s^2(z) + x^2\left(2 + \frac{u^2}{1+u}\right) \times\right.$$
$$\left.\times (J_{s-1}^2 + J_{s+1}^2 - 2J_s^2)\right\}. \tag{6}$$

Это выражение не допускает аналитического вычисления.

Если ограничиться практически интересным случаем не очень горячего вначале электронного газа (с начальной температурой $T \ll 10^8$ град), то электроны в начальном состоянии являются нерелятивистскими (их кинетическая $\sim kT \ll 10^4$ эв $\ll mc^2 = 5\cdot 10^5$ эв). Тогда

$$kp = \omega\sqrt{p_0{}^2 - m^2}\cos\theta - \omega p_0 \simeq -\omega p_0 \simeq -\omega m,$$
$$\chi = -x\frac{kp}{m^2} \simeq x\frac{\omega}{m} \ll x. \tag{7}$$

(В оптическом диапазоне $\omega / m \sim 10^{-6}$.)

$$u_s = 2s \frac{\chi}{x(1+x^2)} \simeq 2s\left(\frac{\omega}{m}\right)\frac{1}{1+x^2}. \tag{8}$$

В этом случае из выражения (6) для энергии отдачи I_0 выпадает в первом приближении зависимость от начальной температуры плазмы, т. е. от начальной кинетической энергии электронов (можно в этом приближении считать, что начальные электроны покоились: $p_0 = m$). Тогда выражение для энергии отдачи приобретает вид:

$$I_0 = \frac{e^2 m^2 n}{4}\left(\frac{\omega}{m}\right)\frac{1}{1+{}^1/_2 x^2}\sum_{s=1}^{\infty}\left[s + {}^1/_2 x^2\left(\frac{m}{\omega}\right)\right] \times$$

$$\times \int_0^{u_s} du \frac{u}{(1+u)^3}\left\{-4J_s^2(z) + x^2\left(2 + \frac{u^2}{1+u}\right)\left(J_{s-1}^2 + J_{s+1}^2 - 2J_s^2\right)\right\}. \tag{9}$$

В работах ([2–5]) указывалось, что при $x \gg 1$ в каждом элементарном акте из лазерного поля поглощается порядка x^3 фотонов, иначе говоря, в ряду (9) надо учитывать очень много ($\sim x^3$) членов. При этом физически интересен именно случай не малых x, поскольку энергия $\hbar\omega$ лазерного кванта довольно мала ($\sim 1-2$ эв), и поэтому плазма может быть сильно нагрета лишь при таких интенсивностях излучения, при которых идущие процессы являются существенно многоквантовыми.

Таблица 1

x	$\dot{\varepsilon}$, эв/сек	α, см$^{-1}$
0,1	$4{,}06\cdot10^{10}$	$2{,}75\cdot10^{-5}$
0,5	$5{,}39\cdot10^{11}$	$1{,}45\cdot10^{-5}$
1	$1{,}21\cdot10^{12}$	$0{,}82\cdot10^{-5}$
2	$2{,}23\cdot10^{13}$	$3{,}78\cdot10^{-5}$
3	$6{,}38\cdot10^{13}$	$4{,}8\cdot10^{-5}$
4	$1{,}38\cdot10^{14}$	$5{,}83\cdot10^{-5}$
5	$2{,}62\cdot10^{14}$	$7{,}1\cdot10^{-5}$
6	$4{,}54\cdot10^{14}$	$8{,}5\cdot10^{-5}$
7	$7{,}25\cdot10^{14}$	$1{,}0\cdot10^{-4}$
8	$1{,}09\cdot10^{15}$	$1{,}15\cdot10^{-4}$
9	$1{,}54\cdot10^{15}$	$1{,}29\cdot10^{-4}$
10	$2{,}14\cdot10^{15}$	$1{,}45\cdot10^{-4}$

Выражение (9) было просчитано на ЭВМ при значениях параметра x в диапазоне 0,1—10, причем для бесселевых функций использовались асимптотические (при $s \gg 1$) выражения через функции Эйри ([9, 10]). Расчет производился для случая лазера на неодимовом стекле ($\hbar\omega = 1{,}17$ эв). Результаты расчета сведены в табл. 1, где приведены полученные значения скорости приобретения энергии $\dot{\varepsilon}$ (в расчете на один электрон), а также коэффициент поглощения $\alpha = I_0 / S$ энергии лазерного излучения в электронном газе с плотностью $n = 10^{20}$ см$^{-3}$ (S — интенсивность излучения).

Из приведенных данных видно, что в сильных электромагнитных полях электронный газ может сильно нагреваться за счет многофотонного комптон-эффекта. Например, при значении параметра $x = 10$ (что соответствует потоку энергии лазерного излучения $\sim 2\cdot10^{20}$ вт/см^2) за пикосекундный (10^{-12} сек.) лазерный импульс электронный газ может быть нагрет на 10^7 градусов, т. е. до термоядерных температур.

Авторы благодарят Р. А. Латыпову за проведение численных расчетов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
8 X 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, Commemorative volume honouring prof. Kastler, Paris, 1968. [2] А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ, 46, 776 (1964). [3] Н. Б. Нарожный, А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ, 47, 930 (1964). [4] А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ, 52, 1707 (1967). [5] И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 46, 1412 (1964). [6] L. Brown, T. W. Kibble, Phys. Rev., 133, A705 (1964). [7] Д. М. Волков, ЖЭТФ, 7, 1286 (1937). [8] В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, ч. I, М., 1968. [9] Г. Ватсон, Теория бесселевых функций, 1, ИЛ, 1949. [10] В. А. Фок, Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности, Изд. АН СССР, 1946.