

## НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Я.Б.Зельдович, Е.В.Левич*

Возможность нагрева плазмы когерентным излучением была замечена сразу же после осуществления ОКГ. Обычно рассматривается нагрев и поглощение излучения за счет взаимодействия электронов с ядрами при температуре, когда уже достигнута полная ионизация, т. е. рассматривается свободно-свободное поглощение — см., например, [1, 2]. Коврижных [3] предложил способ нагрева ядер в плазме, основанный на вынужденном нелинейном рассеянии на ядрах встречных пучков излучения с малой спектральной шириной  $\Delta\nu \ll \nu_0$ ,  $\nu_0$  — ленгмюровская частота. Пейро [4] рассматривает нагрев электронов индуцированным комптоновским рассеянием света в сфокусированном пучке лазера со спектрально узким излучением  $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-4}$ .

На возможность наблюдения эффекта вынужденного комптоновского рассеяния при наличии скрещенных пучков впервые указал Дрейцер [5].

В данной работе предлагается использовать встречные пучки, из которых один (или оба) являются спектрально широкими,  $\Delta\nu/\nu \geq v/c$ , где  $v$  — тепловая скорость электронов. Строго говоря свет с таким  $\Delta\nu$  нельзя назвать когерентным, однако требуемая интенсивность, по-видимому, может быть достигнута лишь каким-то (здесь не рассматриваемым способом) уширения когерентного излучения.

Только при таком спектре электроны оказываются распределенными по максвеллу по величине продольной скорости за счет взаимодействия со светом без участия столкновений [6].

Скорость нагрева при этом пропорциональна произведению интенсивностей двух пучков и не зависит от заряда ядра и плотности плазмы. При большой интенсивности и в особенности для вещества с малой плотностью и малым зарядом ядер предлагаемый механизм должен быть существенно эффективнее обычного.

В дальнейшем мы обсудим нагрев свободных электронов комптоновским механизмом и сравним его с тормозным механизмом. Нагрев электронов должен сопровождаться расширением плазмы, в ходе которого тепловая энергия электронов превращается в кинетическую энергию ядер. Последняя термализуется при столкновении струй [7]. Будет также дана классическая интерпретация нагрева индуцированным рассеянием и сравнение его с ускорением встречными пучками волн [8].

Выражение для набора энергии максвелловскими электронами в изотропном поле излучения с широким спектром содержится у Компанеца [9]; кинетическое уравнение для электронов рассматривал Дрейцер [5]. Маханьков и Цитович рассматривали электроны в стохастическом и классическом электромагнитном поле [10]. Пейро дал выражение для скорости нагрева максвелловских электронов. В нашей предыдущей работе [6] было приведено аналогичное выражение. Мы благодарны А.Е.Казакову, который после выхода в свет [6] указал на более ранние работы Пейро [4].

Заметим, что Пейро считает электроны изотропно максвеллизированными, например, за счет столкновений; при этом выражения для скорости нагрева и стационарной температуры прямо следуют из [9].

В действительности при анизотропном излучении температура также анизотропна<sup>1)</sup>, а при интенсивном спектрально узком излучении функция распределения отличается от максвелловской притом так, что скорость нагрева уменьшается по сравнению с [4], стремясь к нулю. В достаточно интенсивных потоках излучения, необходимых для эффективного нагрева, столкновения не изменяют существенно ситуацию. В этом случае, если хотя бы один из пучков спектрально широкий по порядку величины, набор энергии  $(dE/dt)_c^+$  определяется следующим выражением  $(dE/dt)_c^+ = \frac{8I_1 I_2}{\nu^2 \Delta\nu} (1 - \cos \theta) \frac{\sigma}{m}$ , где  $E$  — энергия электронов,  $I_1, I_2$  мощности пучков, отнесенные к сечению ( $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{сек}$ ),  $\sigma$  — томсоновское сечение,  $\theta$  — угол между пучками.

Существенно, что влиянием индуцированного рассеяния на обратный процесс торможения электронов об излучение невелико вплоть до релятивистских энергий.

<sup>1)</sup> Подробная статья готовится к печати в ЖЭТФ.

Можно отметить сходство предлагаемого способа нагрева с предположениями когерентного ускорения сгустков плазмы и частиц во встречных пучках излучения (см. [8] и цитированные там работы).

При больших числах заполнения квантов  $n$  — электромагнитное поле допускает классическое описание. На классическом языке механизм нагрева заключается в том, что одна волна (индекс 1) раскачивает электроны электрическим полем  $v_1 = eE_1/2\pi\nu_1 m$  вторая волна создает силу Лоренца  $f = e^2[E_1, H_2]/2\pi c \nu_1 m$  или силу, зависящую от неоднородности поля  $X_{1,r} = -eE_1/4\pi^2 m \nu_1^2$

$$f = e(X_{1,r}, v) E_2 = - \frac{e^2}{(2\pi)^2 \nu_1^2} \left( E_1, \frac{k_2}{k_1} \right) E_2.$$

Оба эффекта одного порядка. Одна волна или две волны одного направления не ускоряют, так как  $v_1$  и  $H_2$  сдвинуты по фазе на  $90^\circ$  и  $E_1 \perp k_2$ . Частотное условие на  $\Delta\nu$  необходимо для того, чтобы рассеяние происходило не только на покоящихся электронах, но и на электронах имеющих тепловые скорости.

В упомянутых работах по ускорению [8] монохроматическим излучением создавались стоячие волны и сгустки плазмы удерживались в узлах. При плавном изменении  $\nu_1$  или  $\nu_2$  узлы движутся увлекая плазму. Отличие данного предложения от [8] заключается в том, что при широком и случайном спектре узлы пробегают быстро, плазма распределена в пространстве равномерно (в пределах нескольких длин волн) и поэтому вместо ускорения происходит нагрев.

При воздействии излучения достаточной интенсивности на холодное вещество происходит сперва ионизация многоквантовым процессом [11], затем возникает лавина [2] и, наконец, в сильно ионизованной плазме основную роль играет индуцированное рассеяние на электронах.

Еще раз подчеркнем, что главной проблемой на которую мы хотели бы обратить внимание является необходимость использования излучения с большой спектральной шириной. Следует также отметить, что недостаток мощности спектрально-широкого источника может, до некоторой степени, компенсироваться повышением интенсивности второго когерентного источника.

В заключении приводим численные оценки.

Полная энергия каждого пучка 50 Дж; сечение фокусировки  $\sim 10^{-5} \text{ см}^2$ ; время вспышки  $\sim 10^{-11}$ ; плотность потока  $5 \cdot 10^{17} \text{ вт/см}^2$ ; несущая частота  $\nu \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ гц}$ . Энергия электронов дана в килоэлектронвольтах, соответственно  $dE/dt$  (кэв/сек), индекс с — комптоновское рассеяние, ff — свободно-свободное поглощение или излучение; + означает набор энергии, — потерю энергии.

$z$	$N_e$	$E$	$\Delta\nu$	$\left(\frac{dE}{dt}\right)_c^+$	$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ff}^+$	$\left(\frac{dE}{dt}\right)_c^-$	$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ff}^-$
1	$10^{20}$	1	$3 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^5$
—	—	100	$3 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^6$

Из таблицы видно, что описанный механизм является более эффективным, чем обычный нагрев из-за тормозного поглощения и при более низких значениях интенсивности излучения.

Пользуемся случаем поблагодарить А.С.Компанеца, Л.М.Коврижных, В.Н.Цитовича, А.Е.Казакова за интерес и полезные замечания.

Институт прикладной математики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
18 марта 1970 г.

### Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.
  - [2] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 47, 1250, 1964.
  - [3] Л.М.Коврижных. Письма в ЖЭТФ, 2, 142, 1965.
  - [4] J.Peyrand. J. de Physique, 29, 88, 306, 872, 1968.
  - [5] H.Dreicer. Physics of Fluids, 7, 735, 1964.
  - [6] Л.Б.Зельдович, Е.В.Левич. Письма в ЖЭТФ, 11, 57, 1970.
  - [7] H.Puell, H.Opower, H.I.Neusser. Phys. Lett., 314, 4, 1970.
  - [8] М.А.Миллер. ЖЭТФ, 36, 1909, 1959.
  - [9] А.С.Компанец, ЖЭТФ, 31, 876, 1956.
  - [10] В.Г.Маханьков, В.Н. Цитович. Препринт Р9-4044, Дубна, 1968.
  - [11] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
-