

## Литература

- [1] R.C.Herndon, Y.C.Tang. Phys. Rev., 153, 1091, 1967; 159, 853, 1967; 165, 1093, 1968.
- [2] G.Darewych, A.E.S.Green. Phys. Rev., 164, 1324v, 1967.
- [3] В.Б.Беляев, Е.Вжещонко. Препринт ОИЯИ Р4-4144, 1968 ; Б.Ахмадходжаев, В.Б.Беляев, Е.Вжещонко. Письма в ЖЭТФ, 9, 692, 1969; Б.Ахмадходжаев, В.Б.Беляев, Е.Вжещонко. Препринт ИТФ-69-49, Киев, 1969.
- [4] G. Alexander et al. Phys. Rev., 173, 1452, 1968; B.Sechi. — Zorn et al. Phys. Rev., 175, 1735, 1968.

Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 561-564

5 декабря 1969 г.

### САМООТРАЖЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ МОЩНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

Ф.В.Бункин

При падении достаточно интенсивного светового импульса с длительностью, лежащей в пикосекундном диапазоне, на конденсированную среду (безразлично, металл или диэлектрик) должно наблюдаться почти полное его отражение. Этот эффект связан с тем, что при достаточно высокой интенсивности световой волны атомы среды очень быстро — в течение одного или нескольких периодов волны — ионизируются (достаточно однократной ионизации), и образуется электронная плазма с концентрацией электронов  $n_e \approx n_a$ , где  $n_a$  — плотность атомов в среде. Если при этом длина волны излучения

$$\lambda > \lambda_p = 3,3 \cdot 10^{10} \cdot n_a^{-1/2} \quad (1)$$

( $\lambda$  выражено в микронах,  $n_a$  в  $\text{см}^{-3}$ ), то для остальной части импульса, содержащей почти всю энергию, образующаяся плазма оказывается сверхплотной и поэтому полностью отражающей<sup>1)</sup>). Такое "отражающее состояние" будет продолжаться до тех пор, пока плазма не рекомбинирует или не расширится так, что перестанет быть для данного излучения сверхплотной. Из дальнейшего будет видно, что при длительности

<sup>1)</sup> Эффект нелинейного поглощения в узком спектральном интервале  $\lambda \approx \lambda_p$  (см. [5]), а также нелинейного проникновения волны в сверхплотную плазму (см [6]), можно, по-видимому, не учитывать.

светового импульса  $\tau \ll 10^{-11}$  сек такое отражающее состояние облучаемой области среды может продолжаться в течение всей длительности импульса, и таким образом, импульс должен испытывать почти полное отражение. Приведем необходимые количественные оценки.

Прежде всего, для типичной плотности конденсированной среды  $n_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  условие (1) дает  $\lambda > 0,15 \text{ мкм}$ , т. е. рассматриваемый эффект должен наблюдаться во всяком случае в ближнем УФ и более длинноволновом излучении. Далее, интенсивность излучения  $I$  должна быть настолько большой, чтобы соответствующая ей амплитуда волны  $E_0 = (8\pi I / c)^{1/2}$  удовлетворяла условию:

$$E_0 \gg \frac{2 \omega \sqrt{m \Delta}}{e} \sim \frac{\omega}{\omega_0} E_0, \quad (2)$$

где  $\omega$  — круговая частота волны,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $\Delta$  — потенциал первой ионизации атомов среды,  $\omega_0 = \Delta/\hbar$ ,  $E_0 \sim \Delta^2 / e^3$  — напряженность атомного электростатического поля. При условии (2) ионизация атомов происходит за счет туннельного эффекта в течение времени порядка периода световой волны [1, 2]. Для оптического диапазона  $\omega / \omega_0 \sim 0,1$ , и поэтому можно считать, что условие (2) выполняется при  $E_0 \gtrsim E_0$ . Применительно к излучению неодимового лазера ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ) при  $\Delta = 10 \text{ эв}$  условие (2) приводит к требованию на интенсивность излучения  $I \gg 10^{14} \text{ вт/см}^2$ .

Электронная температура  $T_e$  образующейся сверхплотной плазмы по порядку величины определяется из условия:

$$T_e \sim \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} \nu_{\text{эфф}} \omega^{-1}, \quad (3)$$

где  $\nu_{\text{эфф}}$  — эффективная частота кулоновских соударений электронов, имеющих колебательную скорость  $v_{\text{кол}} = eE_0 / m\omega$ , т. е.

$$\nu_{\text{эфф}} = 2\pi \left( \frac{e^2}{m v_{\text{кол}}^2} \right) L n_0 v_{\text{кол}} \quad (4)$$

( $L$  — кулоновский логарифм). С достаточной для наших оценок точностью можно положить  $2\pi L n_0 \sim (e^2 / \Delta)^{-3}$ . Тогда получаем

$$\nu_{\text{эфф}} \sim \omega \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \left( \frac{E_0}{E_0} \right)^3. \quad (5)$$

Для температуры  $T_e$  на основании (3) и (5) при  $E_0 \sim E_c$  имеем  $T_e \sim \Delta$ .

При температурах  $T_e \sim 10$  эв и электронных концентрациях  $n_e \sim 10^{22}$  см<sup>-3</sup> рекомбинация в плазме должна происходить за счет тройных соударений. Время рекомбинации  $t_{\text{рек}}$ , требуемое для того, чтобы электронная концентрация уменьшилась от значения  $n_e \sim n_0$  до критического значения  $n_{e, \text{кр}} = \pi m c^2 / e^2 \lambda^2$ , определим формулой:

$$t_{\text{рек}} = (2\beta n_{e, \text{кр}}^2)^{-1}, \quad (n_{e, \text{кр}} \ll n_0), \quad (6)$$

где  $\beta$  – коэффициент тройной рекомбинации в начале процесса рекомбинации (т. е. при  $n_e \sim n_0$ ,  $T_e \sim \Delta$ ). Эта формула дает для величины  $t_{\text{рек}}$  оценку снизу, поскольку при тройной рекомбинации происходит нагрев электронов, и соответственно коэффициент  $\beta$  уменьшается по мере падения  $n_e$ . Учитывая такой характер оценки (7), для определения значения  $\beta$  мы можем воспользоваться результатами работы [3], строго говоря, справедливыми только при условии  $T_e \ll \Delta$  и положить

$$\beta = 8,8 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} [\text{см}^6 \cdot \text{сек}^{-1} \text{ эв}^{9/2}],$$

При этом получаем  $t_{\text{рек}} > 10^{-11}$  сек ( $T_e \sim 10$  эв,  $\lambda = 1,06$  мкм). Легко видеть, что расширение плазмы с объемом порядка  $10^{-6}$  см<sup>3</sup> и более до концентраций  $n_e \sim n_{e, \text{кр}}$  происходит еще медленнее и может не учитываться. Наконец, оценим время термализации  $t_{i, e}$  электронов и ионов. Согласно [4],

$$t_{i, e} \approx \frac{10^{13} A}{n_e L} T_e^{3/2},$$

где  $A$  – атомный вес атомов среды, а  $T_e$  выражено в килоэлектронвольтах. При  $T_e \approx 10$  эв и  $L = 10$  отсюда получаем  $t_{i, e} \approx 2 \cdot 10^{-14}$  А сек. Таким образом, даже для тяжелых атомов процесс термализации оказывается более быстрым, чем процесс рекомбинации. Однако, это обстоятельство, очевидно, не должно повлиять на существование самого предсказываемого эффекта. Оно может проявиться лишь в том, что твердые среды в месте фокусировки (отражения) излучения окажутся поврежденными.

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

Поступила в редакцию  
ноябрь  
3 октября 1969 г.

## Литература

- [1] Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 46, 1090, 1964.
  - [2] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 11, 1964.
  - [3] А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 46, 1281, 1964.
  - [4] Л.Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд. Мир. 1965.
  - [5] P.K.Kaw, A.R.Salat. Phys. Fluids, 11, 2223, 1968.
  - [6] P.K.Kaw. Appl. Phys. Lett., 15, 16, 1969.
-