

1055

13  
И75



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Лаборатория высоких энергий

---

М.Л. Иовнович

1055

**УСКОРЕНИЕ СГУСТКА ПЛАЗМЫ  
В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ**

Дубна 1962 г.

М.Л.Иовнович

1055

УСКОРЕНИЕ СГУСТКА ПЛАЗМЫ  
В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 г.

1574/2 48.

Плазменные сгустки можно ускорять с помощью электромагнитных полей и потоков /или сгустков/ плазмы в магнитном поле /1/. В основе такого ускорения лежит действие высокочастотных полей на электронную компоненту сгустка. Ионы ускоряются полем, возникающим при смещении электронной компоненты.

Рассмотрим ускорение плазмы плоской электромагнитной волной с частотой много большей плазменной. Волна сообщает электронам усредненное по времени ускорение  $\gamma$  вдоль направления распространения волны /ось  $x$ /, равное  $\frac{r_0^2 E_0^2}{3m}$ , где  $E_0$  - амплитуда поля,  $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$  /2/. Используя для описания квазинейтрального сгустка линеаризованные уравнения гидродинамики для электронной и ионной компоненты и уравнения Максвелла для поля, получим уравнение для электрического поля, направленного вдоль  $x$

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \omega_0^2 E_1 = 4\pi en_0 \gamma, \quad /1/$$

где плазменная частота  $\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 (M+m) n_0(x)}{mM}$ ,  $n_0(x)$  - плотность сгустка до взаимодействия с волной. Решение /1/

$$E_1 = \frac{2m M \gamma}{e (m+M)} \sin^2 \frac{\omega_0 t}{2} \quad /2/$$

показывает, что в процессе ускорения электронная компонента периодически вырывается вперед, подтягивая электрическим полем ионы. Сгусток движется как целое с ускорением  $\gamma_0 = \frac{m\gamma}{m+M}$  при условии  $\gamma \ll a\omega_i^2$ , где  $\omega_i^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{M}$ ,  $a$  - размер сгустка. Отрыв электронной компоненты от ионной происходит при

$$\gamma \gg a\omega_0^2, \quad \text{где} \quad \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}.$$

Рассмотрим на основе тех же уравнений взаимодействие плазменного потока, движущегося вдоль оси  $x$  со скоростью  $u_0$ , со сгустком, причём до начала взаимодействия плазма квазинейтральна. Взаимодействие начинается с появлением флуктуации поля в плазме. Допустим, что в сгустке или потоке возникла флуктуация в виде двойного слоя малых размеров, поле которого  $E = A\delta(x)$ . При движении потока в плазме возникает продольное электрическое поле, которое определяется уравнением /3/

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \omega_0^2 E_1\right) + \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\omega_b^2 E_1) = 0, \quad /3/$$

где  $\omega_0(x)$  - плазменная частота сгустка,  $\omega_b$  - потока.

Приближенное решение /3/ можно получить, рассматривая  $\omega_b$  /или  $\omega_0$ / как малый параметр. Возникшие в результате флуктуации высокочастотные колебания переносятся потоком со скоростью  $u_0$  и при достаточной однородности плазмы в сгустке приводят к нарастающим во времени колебаниям.  $E$  отлично от нуля в интервале

$$0 < x < u_0 t : \quad E_1 = A \left\{ \delta(x) \cos \omega_0 t + \frac{\omega_b^2 \omega_0 x}{2u_0^2} \left( t - \frac{x}{u_0} \right) \sin \omega_0 \left( t - \frac{x}{u_0} \right) \right\} \quad /4/$$

Сила, приводящая к ускорению сгустка, в однородном магнитном поле  $H_0$  равна

$$e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz \{ (\tilde{n} - n) \vec{E} + 1/c [\tilde{n} \vec{u} - n \vec{u}] \times [\vec{H} + \vec{H}_0] \}, \quad /5/$$

где  $n$ ,  $u$  - плотность и скорость электронов,  $\tilde{n}$ ,  $\tilde{u}$  - ионов сгустка. Для продольных колебаний ускоряющее давление на сгусток появляется во втором приближении

$$f_2 = e \int_{-\infty}^{\infty} dx (\tilde{n}_1 - n) E_1. \quad /6/$$

Эффективное ускорение происходит при взаимодействии плотного потока с разреженным сгустком  $\omega_b \gg \omega_0$ , когда на сгусток действует усредненное давление

$$\bar{f}_2 = \frac{A^2 \omega_b(0)}{16 \pi u_0^4} \int_0^{u_0 t} dx \left( t - \frac{x}{u_0} \right)^2 \omega_0^2(x) \omega_b(x - u_0 t) \int_0^x \omega_0^2(x') dx'. \quad /7/$$

Для времен, много больших  $a/u_0$ , когда волна распространяется на весь сгусток

$$\bar{f}_2 = \frac{A^2 \omega_b^2 \omega_0^4 a^2 t^2}{32 \pi u_0^4}. \quad /8/$$

Сгусток малых размеров  $a \ll \frac{u_0}{\omega_0}$  ускоряется когерентной, нарастающей во времени силой.

Рассмотрим появление флуктуации в виде поперечной электромагнитной волны:

$$E_{\pm} = A_{\pm} \delta(x), \quad H_{\pm} = 0, \quad \text{где } E_{\pm} = E_y \pm i E_z, \quad H_{\pm} = H_y \pm i H_z.$$

Поле, распространяющееся в плазме, помещенной в однородное магнитное поле, направленное вдоль потока, определяется уравнением /4/.

$$\frac{1}{\nu} B_{\pm}(K, \nu) E_{\pm}(K, \nu) + \frac{1}{2\pi(\nu \mp i\omega_H)} \int_{-\infty}^{\infty} \omega'^2(K - K') E_{\pm}(K', \nu) dK' = A_{\pm}, \quad /9/$$

$$\text{где } E_{\pm}(K, \nu) = \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-iKx - \nu t} E_{\pm}(x, t), \quad B_{\pm} = c^2 k^2 + \nu^2 + \frac{\omega_b^2(\nu + i u_0 K)}{\nu + i u_0 K \mp i \omega_H}, \quad \omega_H = \frac{e H_0}{m c}.$$

Уравнение /9/ для малого сгустка  $n_0(x) = n_0 a \delta(x)$  приводит к

$$E_{\pm} = \frac{2\pi A_{\pm} \nu (\nu \mp i \omega_H)}{B_{\pm}(K, \nu) \{ 2\pi(\nu \mp i \omega_H) + \omega_0^2 a \nu B_0^{\pm}(\nu) \}}, \quad /10/$$

$$\text{где } B_0^{\pm}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dK}{B_{\pm}(K, \nu)}.$$

Ускоряющее давление, направленное вдоль потока, с точностью до второго приближения

$$f_2 = \frac{e}{2ci} \int_{-\infty}^{\infty} dx n_0(x) [u_+ H_- - u_- H_+]$$

показывает, что ускоряющая сгусток сила относится к силам, действующим на плазму со стороны высокочастотного неоднородного поля /5/. Значения поля в области сгустка определяются полюсами /10/, приводящими к нарастающим во времени решениям, для которых

$$\operatorname{Re} \nu > 0. \quad \text{Такие решения находятся приблизительно для } \omega_b \ll \omega_0 \quad \text{и} \quad \omega_b \gg \omega_0.$$

Для взаимодействия разреженного потока с плотным сгустком

$$\nu_{\pm} = \pm \frac{i \omega_H + \omega_b \omega_0}{1 + \beta} \left( \frac{a}{2 \omega_H c} \right)^{1/2} (1+i) \text{ при } a \ll \frac{H_0 \omega_H}{\omega_0^2},$$

в другом случае ( $\omega_b \gg \omega_0$ ) при совпадении частот  $\omega_b = \omega_H$   

$$v_{\pm} = \pm i\omega_H + \frac{\omega_0^2 a \beta^{1/3}}{6c} (1 \pm i\sqrt{3})$$
, где  $\beta = \frac{u_0}{c}$ .

Напряженность поля  $E$ , неоднородна в области сгустка только в случае  $\omega_b \gg \omega_0$ .  
 Плотный поток действует на разреженный малый сгусток с ускоряющим давлением /,  
 условия  $\omega_b = \omega_H$  /:

$$f_2 = \frac{|A \pm| \omega_0^4 a^2 \beta^{2/3}}{216 \pi c^4} \exp \left\{ \frac{\omega_0^2 a \beta^{1/3} t}{3c} \right\} \quad /11/$$

Взаимодействие в этом случае когерентно и нарастает со временем.

Автор благодарит В.И.Векслера за обсуждение результатов.

### Литература

1. В.И.Векслер. Атомная энергия, 2, 427 / 1957/.
2. Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 36, 619 /1959/; Т. T.W.Johnston, RCA Review, 21, 570 (1960).
3. M.Sumi. J. Phys. Soc. Japan. 15, 120 (1960).
4. М.С.Ковнер. ЖЭТФ, 40, 527 /1961/.
5. А.В.Гапонов и М.А.Миллер. ЖЭТФ, 34, 242 /1958/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 28 июля 1962 года.