

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ТОРМОЖЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

*М.В.Бобыкин, К.А.Байгарин, А.В.Бартов,  
Ю.М.Горбулин, А.В.Губарев, С.А.Данько,  
Ю.Г.Калинин, В.Н.Киселев, В.И.Мижирецкий,  
Л.И.Рудаков, В.А.Скорюпин*

Из измерений излучения плазмы, образованной при тепловом взрыве анодной фольги, нагреваемой релятивистскими электронами сильноточного диода, установлена длина торможения потока электронов, находящаяся в соответствии с представлениями, что электроны, влетающие в плазму, замагничиваются. Наблюдена анизотропия излучения, которая может быть объяснена разбросом по энергиям в падающем потоке.

Применение мощных сильноточных ускорителей для инициирования импульсной термоядерной реакции требует исследования процессов взаимодействия релятивистских электронных пучков с плотностью порядка  $10^7$  А/см<sup>2</sup> с металлическими фольгами. Изучение характеристик плазмы, образующейся в результате концентрации энергии пучка на тонкой (5 + 15 мкм) золотой фольге, были начаты на установках "Три-тон" [1] и "Ангара-1" [2]. В данной работе представлены результаты и интерпретация измерения излучения плазмы, образующейся в диоде ускорителя "Ангара-1", в диапазоне от 10 до 1000 А, с целью определения эффективности торможения пучка электронов. Результаты этих измерений были сообщены на конференции в Звенигороде [3]. Аналогичные измерения проделаны в работе [4], доложенной на конференции по мощным электронным и ионным пучкам в Новосибирске (1979 г.). В данной статье обращается внимание на наблюдаемую асимметрию нагрева фольги и дается объяснение этому эффекту.

В качестве детекторов излучения использовались вакуумные фотодиоды с алюминиевым катодом, который дает заметный фотоэлектронный выход в интересующем нас диапазоне. Интенсивность излучения измерялась как открытым датчиком, так и через фильтры, которые ограничивали диапазон длин волн. Были сконструированы коаксиальные фотодиоды с плоской геометрией электродов, имеющие плотность тока насыщения объемным зарядом  $\sim 200$  А/см<sup>2</sup>, что обеспечивало линейную зависимость сигнала датчика от интенсивности излучения. Для определения площади излучаемой поверхности, наряду с традиционными камерами-обскурами жесткого тормозного излучения, использовались также вакуумные камеры, дающие изображения в мягком рентгеновском излучении. Эксперименты проводились при следующих параметрах установки: напряжение — 0,9 МВ, пиковая мощность —  $(1+2) \cdot 10^{11}$  Вт, длительность импульса мощности на полувысоте 35 нсек. Ток диода в максимуме мощности составлял 130 — 170 кА, плотность тока в сфе-

кусированном пятне порядка  $(3 \div 5) \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Анодная фольга в форме сферического сегмента, нагревается электронным пучком и является источником излучения. Фольга укреплена на массивном аноде, имеющем отверстие для регистрации излучения. Показанное на схеме расположение датчиков позволяло регистрировать излучение с обеих сторон фольги. Постоянный магнит исключал возможность попадания на датчик электронов, прошедших за фольгу. Осциллограммы тока, напряжения приведены на рис. 2, а.

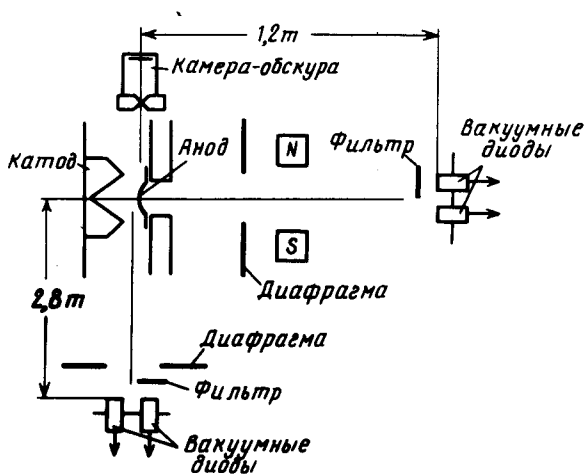


Рис. 1. Схема эксперимента

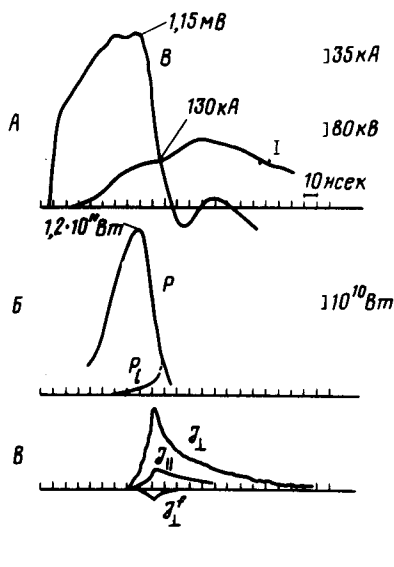


Рис. 2. а – Ток ( $I$ ), напряжение ( $V$ ); б – мощность в диоде ( $P$ ), мощность энерго-вклада в фольгу ( $P_i$ ); в – сигнал бокового датчика без фильтра ( $J_{\perp}$ ) и с фильтром ( $J_{\perp}^f$ ), сигнал торцевого датчика ( $J_{\parallel}$ )

На рис. 2,а представлены сигналы боковых детекторов излучения без фильтра  $J_{\perp}$  и с фильтром  $J_{\perp}^f$ ; здесь также показан сигнал торцевого датчика без фильтра  $J_{\parallel}$ , приведенный к этому же расстоянию. Видно, что интенсивность излучения с поверхности плазмы, обращенной к пучку, в несколько раз превосходит излучение с противоположной стороны анодной фольги. На рис. 2,б приведена расчетная кривая мощности энерговклада в фольгу  $P_i$ , вычисленная с учетом замагниченности электронов магнитным полем тока.

$$P_i = \frac{dE}{dx} \Delta \frac{l}{e} \alpha \quad (1)$$

$dE/dx$  — потери в одночастичном приближении,  $\Delta$  — толщина фольги,  $\alpha$  — коэффициент аномалии энерговклада.

Согласно расчетам, выполненным в работе [5]

$$\alpha = 3l / 2l_A, \quad l_A = 17000 \beta \gamma \text{ (А)}.$$

Для сравнения здесь же приведена расчетная величина мощности в диоде. Видно, что основной энерговклад в фольгу происходит во время уменьшения напряжения, прикладываемого к диоду, в то время как ток продолжает расти. Наблюдается соответствие положения максимума сигнала излучения и максимума кривой мощности энерговыделения  $P_i$ .

Полученные экспериментально результаты позволили вычислить мощность излучения в предположении планковского спектра, она оказалась равной  $(2 + 3) \cdot 10^9$  Вт со стороны диодного промежутка и  $(0,6 + 1,2) \times 10^9$  Вт с внешней стороны фольги. Численные расчеты и теоретическое рассмотрение дают, что при относительно малом энерговкладе в плазму фольги в описываемом эксперименте теплопроводность недостаточна для передачи тепла от середины к краю плазмы и высвечиваются лишь ее граничные слои. В этих условиях измеряемый поток из плазмы связан с плотностью тока релятивистских электронов  $j$  (А/см<sup>2</sup>) соотношением

$$q \approx 10^7 \left( \int_0^t \alpha j dt \right)^{3/2} (\alpha j)^{1/2}, \quad (\text{Вт/см}^2). \quad (2)$$

Подставляя в (2) измеряемые  $q(t)$  и  $j(t)$ , получим величину  $\alpha$ . В момент максимума измеренное значение  $\alpha$  равно 10 и близко к расчетному  $3l/2l_A$ , для этого момента времени. Заметим, что ошибки в определении  $q$ , площади пятна  $S$  и неточность формулы (2) сказываются слабо на значении  $\alpha$  ( $\alpha \sim q^{1/2}$ ;  $S \sim \alpha^{-1/2}$ ).

Наблюдаемая неизотропия излучения может быть объяснена, если предположить, что функция распределения электронов в падающем потоке имеет разброс по энергиям. Тогда вместо формулы (1) надо на-

писать:

$$\frac{dP_i}{dx} = \int_{E(z)}^{E_0(t)} \frac{dE}{dx} f(E) dE, \quad a(E) = \frac{2}{3} \frac{I(t)}{I_A(E)} \quad (3)$$

$E_0$  и  $E(z)$  — соответственно максимальная энергия в падающем пучке и энергия электрона, останавливающегося в слое  $z\rho_0$ . В слабо релятивистской области энергий ( $E \gtrsim 100$  кэВ)

$$\frac{dE}{dx} \frac{1}{I_A} \sim \frac{1}{\beta^3 \gamma} \sim \frac{1}{E}$$

По отношению интенсивностей свечения  $q_{\perp}/q_{\parallel}$ , формулам (2) и (3) можно восстановить  $f(E)$ . Так, если предположить, что  $f(E) = \text{const}$ , то

$$\frac{dP_i}{dx} \sim \ln E_0/E(z), \quad q_{\perp}/q_{\parallel} \sim \left( \ln \frac{E_0}{E_1} \right)^2 / \left( \ln \frac{E_0}{E_2} \right)^2, \quad (4)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  соответственно энергия электронов, останавливающихся в тонком слое, откуда выходит излучение в сторону катода и энергия электронов, длина торможения которых равна толщине фольги.

Наблюдаемой анизотропии излучения соответствуют плавные функции  $f(E) \sim c_1$ ,  $f(E) \sim c_2 E^{-1/2}$ , т. е. распределения, при которых в падающем на фольгу потоке электронов ток и энергия переносятся в основном частицами высокоэнергичной части спектра.

Поступила в редакцию  
20 августа 1979 г.

### Литература

- [1] С.Л.Боголюбский и др. Письма в ЖЭТФ, 24, 202, 1976.
- [2] И.П.Афония и др. Доклады Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов, т. II, стр. 104, Ленинград, 1977.
- [3] М.В.Бабыкин и др. Доклад на Международной конференции по УТС, Звенигород, 21 – 27 февраля 1979 г. Программа секционных заседаний, стр. 5, доклад А5.
- [4] С. Bruno et al. 3-rd International Topical Conference on high power electron and ion beam. July, 3 – 6, 1979, Novosibirsk. Book of abstracts, p. 55.
- [5] Л.И.Рудаков. Физика плазмы, 4, 72, 1978.