

Предположим сначала, что можно подобрать θ таким, чтобы для заданного m выполнялось $\theta - m\omega_{Hi}\tau = 0$. Тогда условие неустойчивости циклотронных колебаний можно записать в виде

$$k_{\parallel}^2 > (k_{\parallel}^2)_{\text{крит}} \equiv \frac{k_r^2 \left(1 + \frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}\right) + \alpha}{\frac{\omega_{0e}^2}{m^2\omega_{Hi}^2} - 1}. \quad (5)$$

Если теперь учесть, что реально $v_{Te} \neq 0$ (при этом колебания остаются на частоте $\omega \approx m\omega_{Hi}$ и инкремент их $\gamma < \gamma_{\text{макс}}$), то появится затухание Ландау и область неустойчивых волновых чисел будет определяться неравенством

$$(k_{\parallel})_{\text{крит}} < k_{\parallel} < \frac{m\omega_{Hi}}{v_{Te}}. \quad (6)$$

Ясно, что при $(k_{\parallel})_{\text{крит}} > \frac{m\omega_{Hi}}{v_{Te}}$ плазма становится устойчивой по отношению к циклотронным колебаниям. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\alpha > \frac{\omega_{0e}^2 - m^2\omega_{Hi}^2}{v_{Te}} - k_r^2 \left(1 + \frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}\right)$$

или чтобы амплитуда модуляции плотности пучка была

$$n_{\Pi}^0 > \frac{\psi_0}{2\pi e} \left[\frac{m^2\omega_{Hi}^2 (\kappa^2 - 1)}{v_{Te}^2} - k_r^2 \left(1 + \frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}\right) \right], \quad (7)$$

где ψ_0 — минимальная амплитуда колебаний потенциала, которая может быть зарегистрирована датчиком; $\kappa \equiv \frac{\omega_{0e}}{m\omega_{Hi}}$.

Рассмотрим случай, когда $\delta \equiv \theta - m\omega_{Hi}\tau \neq 0$. Предполагая, что k_{\parallel} действительное, будем искать решение уравнения (4) в виде $\omega = \omega_{1,2} + i\gamma_{1,2}$. В результате получим

$$\Delta\omega_{1,2} = \pm\omega_{0i} \times \sqrt{\frac{A + \frac{\alpha}{k_{\parallel}^2} \cos \delta + \sqrt{A^2 + \frac{\alpha^2}{k_{\parallel}^4} + 2A \frac{\alpha}{k_{\parallel}^2} \cos \delta}}{2 \left[\left(A + \frac{\alpha}{k_{\parallel}^2} \cos \delta \right)^2 + \frac{\alpha^2}{k_{\parallel}^4} \sin^2 \delta \right]}}; \quad (8)$$

Факторы накопления рассеянного γ -излучения от точечного источника в безграничной воздушной среде

М. Н. ВРУБЕЛЬ, С. Н. СИДНЕВА, А. С. СТРЕЛКОВ

УДК 539.166.3

В настоящей работе с помощью метода статистических испытаний решена нестационарная задача пространства γ -излучения от мгновенного точечного изотропного моноэнергетического источника в однородной воздушной среде. Для расчетов применялась модификация метода, предложенная в работе [1].

$$\gamma_{1,2} = \frac{\alpha\omega_{0i} \sin \delta}{2k_{\parallel}^2 \left[\left(A + \frac{\alpha}{k_{\parallel}^2} \cos \delta \right)^2 + \frac{\alpha^2}{k_{\parallel}^4} \sin^2 \delta \right]} \Delta\omega_{1,2}, \quad (9)$$

где $\Delta\omega_{1,2} \equiv \omega_{1,2} - m\omega_{Hi}$. Из выражения (9) следует, что при наличии обратной связи и соответствующих θ даже устойчивые ранее колебания могут начать раскачиваться. Обе волны $\omega_{1,2}$ станут затухающими, если при $\Delta\omega < 0$ $\delta > 0$, и наоборот.

Затухание колебаний в этом случае будет происходить за счет их бесстолкновительного поглощения электронами пучка. Однако при малых фазовых сдвигах, т. е. при $\theta - m\omega_{Hi}\tau \approx 0$, основную роль в подавлении неустойчивости, по-видимому, должно играть затухание Ландау на электронах плазмы. При этом энергия не будет отбрасываться от плазмы, а только перераспределится между ионами и электронами.

В заключение приведем оценку необходимых для подавления неустойчивости токов пучка и коэффициента усиления системы обратной связи. При $\omega_{Hi} = 6 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_{0i}^2 \ll \omega_{Hi}^2$, $m = 1$, $\kappa = 5$, $k_r = \frac{\pi}{a}$, $a = 10 \text{ см}$, $L = 20 \text{ см}$, $T_e = 10 \text{ эв}$ и $\psi_0 = 1 \text{ в}$ имеем $n_{\Pi}^0 \gg 1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Энергия электронов пучка должна составлять 400 эв, а плотность тока, обеспечивающая стабилизацию, около 30 ма/см².

Коэффициент усиления k_0 определяется выражением

$$k_0 \equiv \frac{V}{\psi} \gg 5,5 \cdot 10^2 l^{4/3} \psi_0^{-1/3},$$

где l — расстояние между катодом и ускоряющим электродом электронной пушки, см; V — ускоряющее напряжение. При $l = 0,3 \text{ см}$ и $\psi_0 = 1 \text{ в}$ имеем $k_0 \approx 10^2$.

Автор выражает благодарность В. В. Арсенину, В. А. Чуянову, В. А. Жильцову и Д. А. Панову за полезные обсуждения работы.

Поступило в Редакцию 10/V 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Тимофеев, В. И. Пистунович. В сб. «Вопросы теории плазмы». Вып. 5. М., Госатомиздат, 1967, стр. 351.
2. C. D a m m et al. Phys. Rev. Letters, 24, No.10 (1970).
3. В. В. Арсенин и др. «Письма ЖЭТФ», 8, № 2 (1968).

Были найдены временные спектрально-угловые потоки энергии рассеянного γ -излучения $I_E(E_0, E, \Omega, t, \mathbf{R})$ для источников с энергией квантов E_0 , равной 20 кэв — 6 Мэв, и временные распределения поглощенной энергии $I_a(E_0, t, \mathbf{R})$ для начальных энергий квантов E_0 , равных 20—500 кэв. На основании этих дифференциаль-

ных характеристик определены факторы накопления энергетического потока B_E и факторы накопления поглощенной энергии B_a , связанные с I_E и I_a соотношениями

$$B_E(E_0, \mu_0 R) = 1 + \frac{1}{E_0} 4\omega R^2 e^{\mu_0 R} \int dE dt d\Omega I_E \times \\ \times (E_0, E; \Omega, t, R);$$

$$B_a(E_0, \mu_0 R) = 1 + \frac{1}{\mu_0^a E_0} 4\pi R^2 e^{\mu_0 R} \int dt I_a(E_0, t, R),$$

где μ_0 и μ_0^a — линейные коэффициенты полного взаимодействия и поглощения энергии γ -излучения с энергией E_0 в воздухе.

При расчетах распространения излучения учитывались комптоновское и релеевское рассеяния, а также фотопоглощение и образование пар. Аннигиляционное и флюоресцентное излучения предполагались поглощающимися в точке взаимодействия.

Использовались коэффициенты взаимодействия для воздуха нормального состава при плотности $1,293 \times 10^{-3}$ г/см³, приведенные в работах [2, 3]. Расстояния, на которых рассчитывались характеристики полей рассеянного излучения, выбирались по длине свободного пробега исходного излучения источника и соответствовали оптическим толщинам $\mu_0 R$, равным 1, 2, 3, 4, 6, 8.

В каждом варианте рассчитывали 40 тысяч траекторий, что позволило получить факторы накопления со статистической ошибкой менее 10% для максимальных расстояний от источника. Статистическая погрешность расчетов контролировалась определением среднеквадратичной ошибки и сходимостью результатов после рассмотрения 10, 20, 30 и 40 тысяч траекторий. Обе оценки хорошо согласуются между собой.

Полученные значения энергетических факторов накопления и факторов накопления поглощенной энергии представлены в табл. 1. Как видно из таблицы, энергетические факторы накопления имеют максимальное значение при энергии исходного излучения ~ 150 кэв. Максимум в значениях факторов накопления поглощенной энергии сдвинут в сторону меньших исходных энергий и наблюдается при $E_0 \approx 90-100$ кэв, что обусловлено увеличением коэффициента поглощения с уменьшением энергии. В целом характер изменения $B_E(E_0)$ и $B_a(E_0)$ совпадает с выявленным ранее при решении возрастного уравнения для γ -квантов [4].

Полученные в настоящей работе значения B_E и B_a для воздуха хорошо согласуются с данными Гольдштейна и Уилкина для воды [5] при энергии 250 кэв — 1 Мэв. В этом диапазоне энергий рассеивающие и поглощающие свойства рассмотренных сред практически совпадают.

Для удобства применения факторы накопления B_E и B_a были аппроксимированы формулами Тейлора [6] и Бергера. Оказалось, что формула Бергера

$B_{a, E}(E_0, \mu_0 R) = 1 + C_{a, E}(E_0) \mu_0 R \exp\{D_{a, E}(E_0) \mu_0 R\}$ дает более точные результаты. Значения параметров $C_{a, E}(E_0)$, $D_{a, E}(E_0)$, найденные методом наименьших квадратов с использованием стандартной программы для ЭВМ «Напри-2», представлены в табл. 2.

Аналогичный вид факторов накопления поглощенной энергии в воздухе для энергий излучения 0,5—10 Мэв приведен в работе [7]. Сравнение значений B_a , полученных в настоящей работе ($E_0 = 500$ кэв), с данными работ [5, 7] показало, что значения факторов накопления поглощенной энергии с использованием C_a и D_a из [7] сильно занижены для E_0 , равной 0,5 и 1 Мэв (приблизительно до 40% для $\mu_0 R = 8$ при $E_0 = 0,5$ Мэв как по отношению к данным настоящей работы, так

Значение факторов накопления энергетического потока и поглощенной энергии рассеянного γ -излучения в воздухе от точечного изотропного источника Таблица 1

$E_0, \text{кэв}$	$\mu_0 R$											
	1		2		3		4		6		8	
	B_E	B_a	B_E	B_a	B_E	B_a	B_E	B_a	B_E	B_a	B_E	B_a
20	1,42	1,50	1,73	1,85	2,0	2,15	2,37	2,57	2,77	3,00	3,36	3,60
30	1,91	2,32	2,73	3,50	3,56	4,65	4,54	5,88	6,50	8,50	8,50	11,2
40	2,53	3,38	4,12	5,98	6,03	9,14	8,03	12,5	15,1	23,8	18,9	31,0
50	2,95	4,14	5,52	8,80	8,60	14,5	12,6	21,8	22,4	41,0	38,1	69,2
60	3,25	4,54	6,50	10,4	10,9	18,9	16,6	30,0	32,3	62,0	53,6	106
70	3,41	4,50	7,15	10,8	12,3	20,1	19,3	33,2	42,8	78,0	71,8	139
80	3,48	4,60	7,50	11,3	13,3	21,9	21,7	37,7	45,8	84,4	83,2	162
90	3,55	4,37	7,74	10,9	14,1	21,6	22,9	37,4	49,1	86,1	90,0	163
100	3,56	4,25	7,60	10,6	14,4	21,3	23,5	36,5	52,6	89,0	99,4	175
150	3,41	3,70	7,57	9,10	13,8	18,0	22,8	31,9	51,2	77,0	101	158
250	3,05	3,00	6,50	6,73	11,6	12,7	19,0	21,5	40,0	48,0	71,2	88,0
500	2,47	2,44	4,84	4,80	8,00	8,10	12,1	12,4	23,3	23,9	40,7	41,0
1000	2,03	—	3,47	—	5,21*	—	7,24	—	12,3	—	19,3	—
2000	1,71	—	2,54	—	3,46*	—	4,36	—	6,60	—	9,00	—
4000	1,41	—	1,95	—	2,34*	—	2,92	—	4,00	—	5,24	—
6000	1,33	—	1,65	—	1,94*	—	2,22	—	2,73	—	3,88	—

* Данные получены интерполяцией по $\mu_0 R$.

Значение параметров в формуле Бергера для вычисления факторов накопления энергетического потока и поглощенной энергии рассеянного γ -излучения в воздухе

Таблица 2

E_0 , кэв	C_E	D_E	Ошибка, %		C_a	D_a	Ошибка, %	
			средняя	максимальная			средняя	максимальная
20	0,410	-0,047	2,2	3,5	0,048	-0,055	2,5	4,0
30	0,86	0,0089	1,5	2,0	1,26	-0,0016	2,5	7,0
40	1,40	0,0066	4,0	1,2	2,19	0,074	3,5	11,0
50	1,80	0,120	1,5	3,5	2,90	0,138	2,5	3,5
60	2,00	0,158	3,0	7,0	3,20	0,188	5,0	6,5
70	2,10	0,183	4,0	10	3,18	0,228	5,0	12,0
80	2,17	0,201	4,0	6,0	3,08	0,247	6,5	10,0
90	2,21	0,210	4,5	7,0	2,90	0,258	7,5	11,0
100	2,20	0,222	4,0	5,5	2,75	0,270	7,0	9,0
150	2,05	0,232	3,0	5,0	2,30	0,278	9,0	10,0
250	1,83	0,205	5,0	7,0	1,78	0,238	6,0	10,0
500	1,37	0,160	4,0	6,0	1,33	0,173	4,0	7,0
1000	0,96	0,107	3,0	5,0	1,05 *	0,097 *	—	—
2000	0,67	0,058	2,0	5,5	0,8257 **	0,02407 **	—	5,0
4000	0,43	0,023	2,0	2,5	0,6020 **	0,00323 **	—	1,0
6000	0,30	0,012	4,0	7,0	0,5080 **	-0,00289	—	1,0

* Получены интерполяцией по кривым $C_a(E_0)$ и $D_a(E_0)$.
** Данные работы [7].

и работы [5]). Для больших первоначальных энергий γ -излучения ($2 \leq E_0 \leq 6$ Мэв) значения B_a работ [7] и [5] совпадают в пределах ошибок аппроксимации, указанных в работе [7]. В предположении, что в диапазоне энергий 2—6 Мэв значения B_a , полученные с использованием данных [7], верны, была построена общая зависимость $C_a(E_0)$, $D_a(E_0)$ для энергий 20 кэв — 6 Мэв.

На основании этой зависимости были определены значения параметров C_a и D_a для энергии излучения 1 Мэв (см. табл. 2). Полученные значения параметров C_a и D_a (1,05 и 0,097 соответственно) совпадают со значениями, вычисленными Чилтоном для воды при $E_0 = 1$ Мэв [8].

Таким образом, найдена общая форма описания факторов накопления энергетического потока и поглощенной энергии для рассеянного в воздухе γ -излучения при энергиях 20 кэв — 6 Мэв, с помощью которой можно рассчитывать основные характеристики γ -полей в воздухе.

Поступило в Редакцию 18/V 1972 г.

Использование Ra^{231} и U^{238} для измерения спектров быстрых нейтронов

К. К. КОШАЕВА, С. Н. КРАЙТОР

УДК 539.125.164

Один из методов измерения спектров быстрых нейтронов основан на применении пороговых детекторов, которые регистрируют нейтроны по выходу реакций деления (n, p), (n, α) и др. Обрабатывая соответствующими методами показания детекторов [1—4], можно

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Фролов, Н. Н. Ченцов. В сб. «Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений». Под ред. Г. И. Марчука. М., Атомиздат, 1967, стр. 25.
2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969, Приложение 1.
3. E. Storm, H. Israel. Nuclear Data Tables, Section A, 7, No. 6, 565 (1970).
4. В. Ч. Пальванов, А. С. Стрелков. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Под ред. Л. Р. Кимеля. Вып. 7. М., Атомиздат, 1969, стр. 139.
5. H. Goldstein, I. Wilkins. Calculation of the Penetration of Gamma-Rays. USAEC Rep. NYO—3075, 1954.
6. Защита ядерных реакторов. Перев. с англ. Под ред. С. Г. Цыпина. М., Изд.-во иностр. лит., 1958, стр. 300.
7. Д. Т р а б и. «Атомная техника за рубежом», № 10, 25 (1971).
8. A. Chilton. Nucleonics, 23, No. 8, 92 (1965).

с определенной точностью восстановить спектр быстрых нейтронов. Наибольшая ошибка при восстановлении спектра получается для области 0,5—1,5 Мэв, поскольку внутри этой области отсутствуют детекторы, пригодные для получения спектрометрической информации.