

8. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics.— «J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 9.
9. Захаров В. В., Каршиков А. А., Чехунов В. Е. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9.
10. Королев Ю. Д., Пономарев В. Б., Сынах В. С. Режимы поддержания тока в катодном слое несамостоятельного объемного разряда, возбуждаемого электронным пучком.— ПМТФ, 1979, № 1.
11. Schlumbohm H. Messung der Driftgeschwindigkeiten von elektronen und positiven Ionen in Gasen.— «Z. Phys.», 1965, vol. 182, p. 317.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. (Установившийся ток). М., «Наука», 1971.
13. Андреев С. И., Новикова Г. М. Структура объемного разряда наносекундной длительности.— «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 14.
14. Barreto E., Jurenka H., Reynolds S. I. The formation of small sparks.— «J. Appl. Phys.», 1977, vol. 48, N 11.
15. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В. Некоторые вопросы физики высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах.— «Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика», 1977, т. 20, вып. 4.
16. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Формирование искрового канала в объемном разряде, инициируемом пучком быстрых электронов.— ТВТ, 1975, т. 13, вып. 4.
17. Farish O., Tedford D. J. Cathode spots in the transient glow discharge in nitrogen.— «Brit. J. Appl. Phys.», 1966, vol. 17, p. 965.
18. Savic P., Rekez M. M. A study of breakdown delay in electrically pumped laser gases.— «Can. J. Phys.», 1977, vol. 55, N 4.
19. Lutz M. A. The glow to arc transition — a critical review.— «IEEE Trans. Plasma Sci.», 1974, vol. 2, N 1.

УДК 538.56

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ НЕЙТРОНАМИ В ВОЗДУХЕ

Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин

(Москва)

Известно [1], что выходящее в воздух гамма-излучение приводит к возбуждению в окружающем источнике пространстве электромагнитных полей. В работах [1, 2] проведены расчеты полей в зоне токов и в волновой зоне для экспоненциально спадающего со временем импульса гамма-излучения при наличии слабой пространственной асимметрии в распределении излучающих токов. Характер и происхождение этой асимметрии в [1, 2] не конкретизировались. В [3] решена модельная задача о полях, возбуждаемых нестационарным источником гамма-излучения, расположенным на плоской границе раздела идеальный проводник — однородный воздух. В работе [4] задача о полях рассматривалась для изотропного источника, находящегося в неоднородном воздухе, без учета влияния подстилающей поверхности. Плотность воздуха в [1—4] принималась нормальной или близкой к ней. Электромагнитный импульс, теоретически рассчитанный в [1—4], характеризуется длительностями полупериодов порядка нескольких микросекунд и общей длительностью порядка десятка микросекунд. Отношение амплитуд поля в различных полупериодах порядка десяти.

В работе [5] представлена запись временной зависимости вертикальной составляющей электрического поля, зарегистрированной на расстоянии 44,6 км от источника. Сопоставление данных теории [1—4] и эксперимента [5] указывает на существенное качественное и количественное расхождение (см. [6]) теоретических и экспериментальных результатов, поскольку экспериментальный импульс поля характеризуется временами порядка десятка микросекунд, отношением амплитуд первых полупериодов порядка единицы и общей длительностью порядка сотни микросекунд.

Поскольку любая физически возможная модификация механизмов излучения, рассмотренных в [2—4], не приводит к существенному улучшению согла-

сия между теорией и экспериментом, в работе [6] было высказано предположение, что в излучение электромагнитного импульса, представленного в [5], помимо эффекта от токов комптоновских электронов, дает вклад эффект иной природы, обусловленный эволюцией тепловой волны и трансформацией ее в ударную. Суммарный сигнал рассматривался в [6] как результат сложения двух сигналов, один из которых (короткий) излучается токами комптоновских электронов от импульса гамма-излучения и исследовался в [2—3], а другой (более длительный) — токами, текущими по фронту тепловой волны. В [6] проведены оценки по порядку величины для амплитуды и характерной длительности излученного сигнала, согласующиеся с экспериментально наблюдаемыми величинами.

В данной работе природа сигнала, имеющего характерную длительность порядка десятков микросекунд, выделенного в [6] из зарегистрированного сигнала [5], связывается с гамма-излучением, инициируемым в воздухе нейтронами с энергиями ниже 14 МэВ [7]. Соответствующие процессы имеют пороговый характер, энергия порога 3 МэВ [8]. Время замедления нейтрона от 14 до 3 МэВ составляет примерно 50 нс, поэтому характерными временами порядка десятков микросекунд будут характеризоваться и импульсы инициированного гамма-излучения, и возбуждаемые в воздухе токи комптоновских электронов, и излучаемый электромагнитный импульс. Ниже на основе решения упрощенной модельной электродинамической задачи вычисляются поля, возбуждаемые импульсным источником нейтронов, расположенным на плоской границе раздела идеальный проводник — однородный воздух. Расчет выполнен с целью количественного сопоставления и объяснения основных амплитудно-временных параметров электромагнитного импульса, приведенного в работе [5].

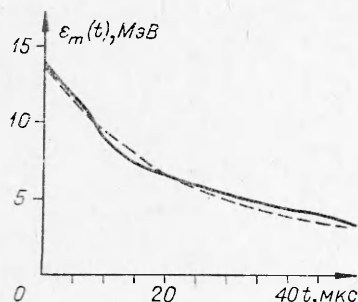
1. Рассмотрим нестационарное пространственно-энергетическое распределение быстрых нейтронов, замедляющихся в воздухе, информация о котором необходима для вычисления пространственно-временного распределения источников вторичного гамма-излучения. Известно [8], что в воздухе замедление нейтронов с энергиями от 3 до 14 МэВ происходит в результате упругих и неупругих соударений с ядрами атомов азота и кислорода. Поскольку сечение неупругого рассеяния нейтронов в воздухе при энергиях  $\varepsilon \leq 14$  МэВ много меньше упругого (см. [8, 9]), в целях упрощения дальнейших расчетов объединим эти процессы и будем считать, что в результате отдельного соударения, характеризующегося сечением  $\Sigma = \Sigma_S + \Sigma_{in}$ , нейтрон с энергией  $\varepsilon$  в среднем теряет количество энергии

$$(1.1) \quad \Delta(\varepsilon) = \frac{\Sigma_S^{(O)}}{\Sigma} \Delta_S^{(O)} + \frac{\Sigma_S^{(N)}}{\Sigma} \Delta_S^{(N)} + \sum_k \left[ \frac{\Sigma_{in,k}^{(O)}}{\Sigma} \Delta_{in,k}^{(O)} + \frac{\Sigma_{in,k}^{(N)}}{\Sigma} \Delta_{in,k}^{(N)} \right],$$

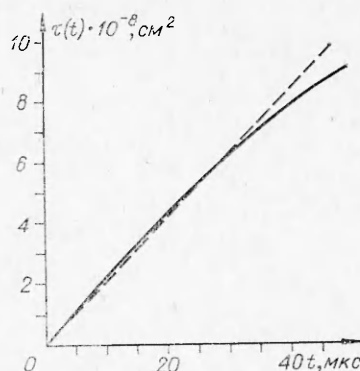
где  $\Delta_S^{(N,O)}$  — средние потери энергии нейтронами в результате одного упругого соударения с ядрами атомов азота и кислорода;  $\Delta_{in,k}^{(N,O)}$  — средние потери энергии нейтронами в результате одного неупругого соударения, сопровождающегося возбуждением  $k$ -го уровня ядер азота и кислорода;  $\Sigma_{in,k}^{(N,O)}$  — сечение соответствующего неупругого процесса;  $\Sigma_S^{(N,O)}$  — сечение упругого рассеяния нейтронов ядрами азота и кислорода;  $\Sigma_S = \Sigma_S^{(O)} + \Sigma_S^{(N)}$ ;  $\Sigma_{in} = \sum_k [\Sigma_{in,k}^{(O)} + \Sigma_{in,k}^{(N)}]$ .

Расчеты, проведенные по формуле (1.1) с помощью данных по сечениям из [8, 9] и данных по анизотропии упругого рассеяния из [10], показывают, что при  $\varepsilon \leq 14$  МэВ относительные потери энергии при соударениях малы, т. е.  $[\Delta(\varepsilon)/\varepsilon] \ll 1$ . Это позволяет для вычисления функции распределения нейтронов  $f(\varepsilon, t, r)$  воспользоваться возрастным приближением, устанавливающим однозначную зависимость энергии нейтронов от времени замедления [11]. Используя его, получим

$$f(\varepsilon, t, r) = N\delta[\varepsilon - \varepsilon_m(t, \varepsilon^+)] \exp[-\mathcal{Y}(t)] \frac{\exp[-r^2/4\tau(t, \varepsilon^+)]}{[4\pi\tau(t, \varepsilon^+)]^{3/2}},$$



Фиг. 1



Фиг. 2

где  $\varepsilon_m(t, \varepsilon^+)$  — средняя энергия замедляющихся нейтронов, определяемая из соотношения

$$t = \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon^+} \frac{d\varepsilon}{v\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)};$$

$$(1.2) \quad \tau(t, \varepsilon^+) = \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon^+} \frac{d\varepsilon}{3\Delta(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)\Sigma_{tr}(\varepsilon)}$$

— «возраст» нейтронов, а функция

$$(1.3) \quad \mathcal{J}(t, \varepsilon^+) = \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon^+} \frac{d\varepsilon}{\Delta(\varepsilon)} \frac{\Sigma_a(\varepsilon)}{\Sigma_{tot}(\varepsilon)}$$

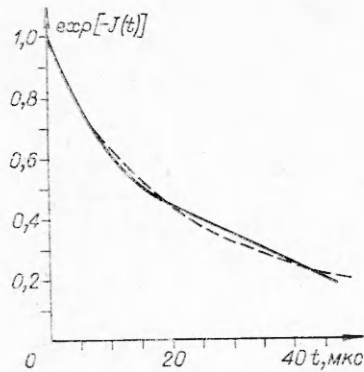
характеризует убыль нейтронов со временем;  $N$  — полное число нейтронов, испущенных моноэнергетическим источником с энергией  $\varepsilon^+$ ;  $\Sigma_a$  — сечение поглощения нейтронов;  $\Sigma_{tr} = [\Sigma_{tot} - \overline{\mu_0^{(n)}} \Sigma_S^{(0)} - \overline{\mu_N^{(n)}} \Sigma_S^{(N)}]$  — транспортное сечение ( $\Sigma_{tot} = \Sigma_S + \Sigma_{in} + \Sigma_a$ );  $\overline{\mu_{(O,N)}^{(n)}}$  — средний косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат на ядрах кислорода и азота;  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака.

Чтобы представить временные и пространственные масштабы рассматриваемого явления, проанализируем подробнее зависимость от времени средней энергии нейтронов ( $\varepsilon_m(t)$ ), их возраста ( $\tau(t)$ ) и относительного числа ( $\exp[-\mathcal{J}(t)]$ ). Графики зависимости от времени этих величин, построенные по формулам (1.2), (1.3) с использованием данных работ [8—10], представлены на фиг. 1—3 (сплошные кривые). Эти зависимости хорошо описываются приближенными аналитическими выражениями (штриховые линии)

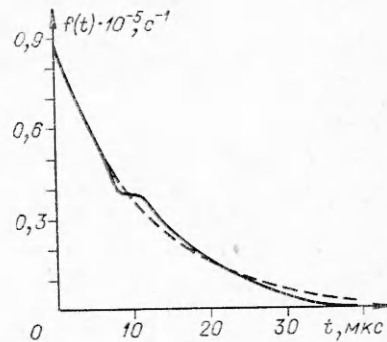
$$(1.4) \quad \varepsilon_m(t) = \frac{14}{[1 + 2,18 \cdot 10^{-2}t]^2}, \quad \tau(t) = 2,12 \cdot 10^6 t,$$

$$\exp[-\mathcal{J}(t)] = \frac{1}{[1 + 2,18 \cdot 10^{-2}t]^{2,26}}.$$

Из фиг. 1—3 следует, что нейтроны с энергией 14 МэВ, мгновенно испущенные точечным моноэнергетическим источником, через 50 мкс в резуль-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

тате упругих и неупругих соударений замедляются до энергии 3 МэВ, образовав в пространстве облако диаметром  $\approx 700$  м. При этом их общее количество по сравнению с первоначальным в результате процессов захвата за это время уменьшается примерно в 5 раз.

2. Вторичное гамма-излучение, инициируемое нейтронами в воздухе, образуется при процессах неупругого рассеяния и захвата нейтронов, имеющих, как правило, пороговый характер. Перечень основных типов реакции нейтронов с ядрами азота и кислорода, сопровождающихся испусканием гамма-квантов, приводится в [8].

Зная функцию распределения нейтронов, можно вычислить источники вторичного гамма-излучения, описывающие число гамма-квантов, испускаемых ядрами среды в единицу времени в единице объема в результате взаимодействия с нейтронами, характеризующегося сечением  $\Sigma_{n\gamma}^i$ :

$$\tilde{q}_i(r, t) = \int_0^{\infty} d\varepsilon v \Sigma_{n\gamma}^{(i)}(\varepsilon) f(r, \varepsilon, t) = N \frac{\Sigma_{n\gamma}^{(i)}(\varepsilon_m)}{\Sigma_{n\gamma}(\varepsilon_m)} f(t) \frac{\exp\left\{-\frac{r^2}{4\pi\tau}\right\}}{(4\pi\tau)^{3/2}},$$

где  $\Sigma_{n\gamma} = \sum_i \Sigma_{n\gamma}^{(i)}$  — полное сечение выхода гамма-квантов

$$(2.1) \quad f(t) = v_m(t) \Sigma_{n\gamma}(\varepsilon_m) \exp\left\{-\int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon^+} \frac{d\varepsilon}{\Delta(\varepsilon)} \frac{\Sigma_a(\varepsilon)}{\Sigma_{tot}(\varepsilon)}\right\}.$$

Функция  $f(t)$  характеризует изменение со временем суммарной (по всем реакциям и объему) интенсивности гамма-излучения. График этой функции, построенный по формуле (2.1) и данным по сечениям из [8], приведен на фиг. 4 (сплошная кривая), штриховой кривой представлено простое интерполяционное выражение для  $f(t)$

$$(2.2) \quad f(t) = 0,861 \cdot 10^5 \exp(-t/b), \quad b = 12 \text{ мкс},$$

достаточно точно передающее изменение со временем величины (2.1).

Полное число гамма-квантов, испущенных ядрами азота и кислорода при взаимодействии с нейтронами, определяется выражением

$$(2.3) \quad N_\gamma = N \int_0^{\infty} f(t) dt.$$

Подставляя (2.2) в (2.3), получим  $N_\gamma = 1,03N$ . Отсюда следует, что в процессе замедления нейтронов от 14 до 3 МэВ при их взаимодействии с ядра-

ми азота и кислорода образуется в среднем один гамма-квант на каждый нейтрон, испущенный источником. Энергетический спектр образующихся гамма-квантов лежит в достаточно широких пределах от 1,6 до 10 МэВ [8]. Зависимость средней энергии гамма-кванта от энергии нейтрона описывается в виде

$$(2.4) \quad \overline{\varepsilon_\gamma(\varepsilon)} = \frac{1}{\Sigma_{n\gamma}(\varepsilon)} \sum_{i=1} \Sigma_{n\gamma}^{(i)}(\varepsilon) \varepsilon_\gamma^{(i)}.$$

Используя (2.4) и данные по сечениям из работы [8], можно убедиться, что при изменении энергии нейтронов от 14 до 3 МэВ средняя энергия гамма-квантов изменяется слабо (от 4 до 2 МэВ). В связи с этим в целях упрощения дальнейших вычислений будем считать, что при замедлении нейтронов в воздухе от 14 до 3 МэВ в результате их взаимодействия с ядрами азота и кислорода образуется один гамма-квант с энергией 3 МэВ в расчете на один нейтрон, испущенный источником. В таком случае для пространственно-временного распределения источников вторичного гамма-излучения получим

$$(2.5) \quad \tilde{q}(r, t) = Nf(t) \frac{\exp(-r^2/4\tau)}{(4\pi\tau)^{3/2}},$$

где при дальнейших расчетах для функций  $f(t)$  и  $\tau(t)$  будем использовать аналитические выражения (см. (1.4), (2.1)), достаточно точно отражающие изменение со временем этих величин.

3. Гамма-квант со средней энергией 3 МэВ в результате комптоновского эффекта передает электрону в среднем 82% своей энергии [12]. В таком случае пространственно-временное распределение источников электронов, определяемое распределением поглощенной энергии гамма-излучения, и ток комптоновских электронов будут практически полностью (на 82%) обусловлены нерассеянным излучением.

Далее, поскольку характерное время действия источника вторичного излучения (2.5) равно примерно 12 мкс (см. (2.2)), эффектами запаздывания гамма-квантов в системе можно пренебречь. Действительно, характерная область, где действуют источники гамма-излучения, имеет размер порядка 700 м (см. фиг. 2). Время запаздывания гамма-квантов при движении через эту область составит всего 2,3 мкс.

В силу этого можно использовать для функции Грина гамма-излучения стационарное выражение

$$(3.1) \quad G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\exp[-\mu|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|]}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2},$$

где  $\mu^{-1}$  — пробег гамма-кванта по отношению к комптоновскому рассеянию. Для  $\varepsilon_\gamma = 3$  МэВ в воздухе нормальной плотности  $\mu^{-1} = 217$  м [12]. Учитывая, что при первом соударении гамма-квант теряет 82% своей энергии, в (3.1) в качестве  $\mu^{-1}$  будем использовать величину  $\mu^{-1} = 217/0,82 = 264$  м.

Используя (3.1), пространственно-временное распределение источников, вторичных электронов и токов комптоновских электронов  $j$  можно представить в виде [13]

$$(3.2) \quad q(R, t) = N\nu\varepsilon_\gamma\mu j(t)I_1(R, t); \quad j(R, t) = Ne\mu j(t)I_2(R, t),$$

где

$$(3.3) \quad I_1(R, t) = \int d\mathbf{r} \frac{\exp\left[-\mu|\mathbf{r} - \mathbf{R}| - \frac{r^2}{4\tau}\right]}{4\pi|\mathbf{R} - \mathbf{r}|^2 (4\pi\tau)^{3/2}},$$

$$(3.4) \quad I_2(R, t) = \int dr \frac{\exp \left[ -\mu |r - R| - \frac{r^2}{4\tau} \right]}{4\pi |r - R|^2 (4\pi\tau)^{3/2}} \frac{R(R-r)}{|R||R-r|};$$

$\nu = 3 \cdot 10^4$  — число пар ионов, образующихся в воздухе на один МэВ поглощенной энергии [3];  $e$  — заряд электрона;  $l = 10$  м — пробег комптоновского электрона.

Выразить интегралы в (3.3), (3.4) через элементарные функции при любых значениях  $R$  и  $t$  невозможно. В то же время можно получить выражения для этих величин на малых и больших расстояниях от источника, где они принимают достаточно простой вид. Сшивая полученные выражения, можно получить достаточно простые и наглядные результаты для  $I_1$  и  $I_2$  во всем пространстве (хотя и не вполне точные).

Используя указанную процедуру, функции  $I_1$  и  $I_2$  представим в виде

$$(3.5) \quad I_1(R, t) = \frac{\exp \left\{ -\frac{1}{(4\tau/R^2) + (1/\mu R)} \right\}}{\{8\pi\tau(1 + \mu\sqrt{\pi\tau}) + 4\pi R^2\}} \Psi_1(R, t);$$

$$(3.6) \quad I_2(R, t) = \frac{\exp \left\{ -\frac{1}{(4\tau/R^2) + (1/\mu R)} \right\}}{\left\{ \frac{3}{R} (4\pi\tau)^{3/2} (1 + 2\tau\mu^2) + 4\pi R^2 \right\}} \Psi_2(R, t),$$

где функции  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  подбирались из условия наилучшего совпадения результатов вычислений по соотношениям (3.5), (3.6) со значениями функций  $I_1$  и  $I_2$ , полученными из выражений (3.3), (3.4) путем численного расчета. Ошибка, допускаемая при приближенном описании функции  $I_1$  и  $I_2$  формулами (3.5), (3.6), в моменты времени  $t \leq 30$  мкс не превосходит 17% на расстояниях, меньших  $4\mu^{-1}$ , и не превосходит 50% на расстояниях от  $4\mu^{-1}$  до  $15\mu^{-1}$ . В то же время значения самих функций  $I_1$  и  $I_2$  при изменении расстояния до  $15\mu^{-1}$  изменяются на десять порядков.

4. Рассмотрим теперь решение упрощенной модельной задачи об электромагнитных полях, возбуждаемых нестационарным источником нейтронов и мгновенного гамма-излучения, расположенным на плоской границе раздела воздуха нормальной плотности и идеально проводящего полупространства. В анализируемой ниже задаче источник излучения предполагается точечным и изотропным. Проводимость и сторонние токи, возбуждаемые в воздухе, принимаем такими же, что и в окрестности изотропного источника в однородном воздухе в отсутствие подстилающей поверхности.

При более строгом расчете полей, возбуждаемых импульсом нейтронов, необходимо учитывать, что при объемном источнике вторичного гамма-излучения, расположенном вблизи подстилающей поверхности, помимо радиального, возникает поперечный  $\theta$ -компонент стороннего тока, а также меняется и распределение ионизации в воздухе. Однако, как будет показано ниже, характер пространственного распределения токов и ионизации воздуха вблизи источника слабо влияет на форму электромагнитного импульса в волновой зоне, расчет которой является основной целью данной работы.

В сферической системе координат, начало которой совмещено с источником, задача сводится к определению отличных от нуля компонент поля  $E_r$ ,  $E_\theta$ ,  $H_\phi$ , которые в верхнем полупространстве удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$(4.1) \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\phi \sin \theta) - \frac{4\pi}{c} [\sigma(r, t) E_r - J(r, t)];$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) - \frac{4\pi}{c} \sigma(r, t) E_\theta, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta),$$

где  $c$  — скорость света;  $\sigma(r, t)$  — пространственно-временное распределение проводимости воздуха;  $J = j(r, t) + j_1(r, t)$ ;  $j(r, t)$  — ток комптоновских электронов, возникающих под действием гамма-излучения, инициируемого нейтронами (см. (3.2));  $j_1(r, t)$  — ток комптоновских электронов, возникающий под действием мгновенного гамма-излучения [3].

При решении поставленной задачи, следуя работе [3], воспользуемся методом отображений, т. е. вместо задачи в полупространстве будем решать задачу о полях во всем пространстве, считая, что в нижнем полупространстве проводимость такая же, как и в верхнем, а токи имеют противоположные знаки. Такой прием автоматически обеспечивает равенство нулю касательного компонента поля, которое должно выполняться на идеально проводящей границе раздела ( $E_r(r, \theta = \pi/2) = 0$ ).

Для отделения угловых зависимостей, как и в [3], представим функции  $J(r, \theta, t)$  и  $E_r(r, \theta, t)$  в виде ряда по полиномам Лежандра

$$J(r, \theta, t) = J_0(r, t) \sum_l c_l P_l(\cos \theta), \quad E_r(r, \theta, t) = \sum_l E_{rl}(r, t) P_l(\cos \theta),$$

а функции  $E_\theta(r, \theta, t)$  и  $H_\varphi(r, \theta, t)$  в виде ряда по присоединенным полиномам Лежандра

$$E_\theta = \sum_l \frac{1}{r} E_{\theta l}(r, t) P_l^{(1)}(\cos \theta), \quad H_\varphi = \sum_l \frac{1}{r} H_{\varphi l}(r, t) P_l^{(1)}(\cos \theta).$$

Подставив эти разложения в систему (4.1) и переходя к безразмерным переменным и функциям, получим систему уравнений для коэффициентов разложения полей по полиномам

$$(4.2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_{rl}}{\partial y} &= \frac{l(l+1)}{x^2} \tilde{H}_{\varphi l} - \frac{4\pi}{\mu_1 c} \left\{ \sigma(r, t) \tilde{E}_{rl} + \frac{c_l}{E_0} J_0 \right\}, \\ \frac{\partial \tilde{E}_{\theta l}}{\partial y} &= -\frac{\partial \tilde{H}_{\varphi l}}{\partial x} - \frac{4\pi}{\mu_1 c} \sigma(r, t) \tilde{E}_{\theta l}, \quad \frac{\partial \tilde{H}_{\varphi l}}{\partial y} = -\frac{\partial \tilde{E}_{\theta l}}{\partial x} - \tilde{E}_{rl}, \end{aligned}$$

где  $c_l = [1 - (-1)^l] \frac{\sqrt{\pi}(2l+1)}{4\Gamma(\frac{2-l}{2})\Gamma(\frac{3+l}{2})}$ ;  $x = \mu_1 r$ ;  $y = \mu_1 ct$ ;  $\tilde{E}_{rl} = E_{rl}/E_0$ ;

$\tilde{H}_{\varphi l} = \mu_1 H_{\varphi l}/E_0$ ;  $\tilde{E}_{\theta l} = \mu_1 E_{\theta l}/E_0$ ;  $E_0 = \mu_1 l_1 c / \nu k_e$ ;  $\mu_1^{-1} = 250$  м и  $l_1 = 3$  м — пробеги мгновенного гамма-кванта и выбитого им комптоновского электрона [3];  $k_e$  — подвижность электронов в воздухе.

Решение системы (4.2) определялось в плоскости  $(x, \tilde{y})$  (где  $\tilde{y} = y - x$ ) внутри прямоугольника ( $x_0 \leq x \leq x_1$ ,  $0 \leq \tilde{y} \leq \tilde{y}_1$ ) путем численного интегрирования. Для определения единственного решения системы (4.2) в этой области использовались следующие краевые условия:

$$(4.3) \quad \text{при } x = x_0 \quad \tilde{E}_{\theta l} = 0,$$

$$\text{при } \tilde{y} = 0 \quad \tilde{E}_{\theta l} = \tilde{E}_{rl} = \tilde{H}_{\varphi l} = 0,$$

$$\text{при } x = x_1 \quad \tilde{E}_{\theta l}(x_1, \tilde{y}) - \tilde{H}_{\varphi l}(x_1, \tilde{y}) = \frac{1}{2} \int_0^{\tilde{y}} d\tilde{y}' \exp\left\{\frac{\tilde{y}' - \tilde{y}}{x_1}\right\} \tilde{E}_{rl}(x_1, \tilde{y}').$$

Первое условие означает, что источник окружен идеально проводящей сферой радиуса  $x_0$ , второе — нулевые начальные условия. В качестве



третьего краевого условия (при  $x = x_1$ ) использовалась связь между электрическим и магнитным полями, существующая в свободном пространстве на любых расстояниях от излучающего осциллятора (строго говоря, это верно только для  $l = 1$ ). Она получается из известного точного решения задачи о поле нестационарного диполя [14]. Выбор граничного условия в таком виде обусловлен тем, что максимальное расстояние, до которого производился счет, составлявшее  $x_1 = 140$ , оказывалось недостаточно большим для анализируемых импульсов длительностью  $\tilde{y} \simeq 30$  (см. ниже). Поэтому на этих расстояниях использовавшееся в [3] условие  $\vec{E}_{\theta l} = \vec{H}_{\varphi l}$ , соответствовавшее волновой зоне, может еще не выполняться.

Для окончательного задания системы (4.2) необходимо получить выражение для пространственно-временного распределения проводимости воздуха, которая, как известно, имеет вид

$$\sigma(r, t) = e[k_e n(r, t) + k_- N_-(r, t) + k_+ N_+(r, t)],$$

где  $n$ ,  $N_+$ ,  $N_-$  — плотности электронов, положительно и отрицательно заряженных ионов;  $k_e$ ,  $k_+$ ,  $k_-$  — подвижности электронов, положительно и отрицательно заряженных ионов ( $k_e \simeq 10^6 \text{CGSE}$ ,  $k_+ \simeq 4,11 \cdot 10^2 \text{CGSE}$ ,  $k_- \simeq 5,67 \cdot 10^2 \text{CGSE}$  [15]).

При расчете электромагнитного импульса, создаваемого импульсом гамма-излучения длительностью  $< 1$  мкс, можно учитывать лишь электронную проводимость воздуха [3]. Ионной проводимостью воздуха можно пренебречь и в интересующем нас случае возбуждения полей импульсом нейтронов. Действительно, оценки, вытекающие из уравнения баланса заряженных частиц, показывают, что при  $N = 2 \cdot 10^{23}$  в моменты времени  $t \leq 30$  мкс на расстояниях  $R \leq 1000$  м вкладом ионов в проводимость воздуха можно пренебречь, поскольку здесь  $(N_{\pm}/n) \ll k_e/k_{\pm} \simeq 0,2 \cdot 10^4$ . С увеличением полного выхода нейтронов  $N$  отношение  $N_{\pm}/n$  будет еще меньше. Следует также заметить, что учет ионной проводимости воздуха может привести лишь к увеличению временных масштабов электромагнитного сигнала, что только усилит, а не уменьшит рассматриваемый ниже эффект увеличения длительности электромагнитного импульса.

В силу сказанного выше будем пренебрегать вкладом ионов в проводимость воздуха и считать, что она везде обусловлена электронами, изменение плотности которых со временем описывается уравнением

$$(4.4) \quad \frac{d\tilde{n}}{dy} + \tilde{\gamma}\tilde{n} = \tilde{Q},$$

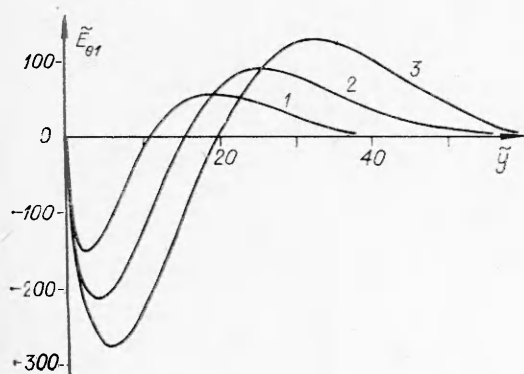
где  $\tilde{n} = n/n_0$ ;  $\tilde{\gamma} = \gamma/\mu_1 c$ ;  $\tilde{Q} = Q/(n_0 \mu_1 c)$ ;  $n_0 = v \varepsilon_{\gamma}^{(1)} N_1 \mu_1^3 \frac{e^{-x}}{4\pi x^2}$ ;  $\gamma \simeq 1,4 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  — коэффициент прилипания электронов к электроотрицательным молекулам кислорода [16];  $N_1$  — полный выход мгновенных гамма-квантов;  $\varepsilon_{\gamma}^{(1)}$  — их энергия [3];  $Q = q + q_1$ ,  $q$  — источник электронов, создаваемых гамма-излучением от нейтронов (см. (3.2));  $q_1$  — источник электронов, создаваемых мгновенным гамма-излучением [3].

Таким образом, задача о возбуждении электромагнитных полей сводится к решению уравнений Максвелла (4.2) с краевыми условиями (4.3) и уравнения (4.4) с нулевыми начальными условиями. В качестве функции  $f(y)$  в (3.2) использовалось выражение

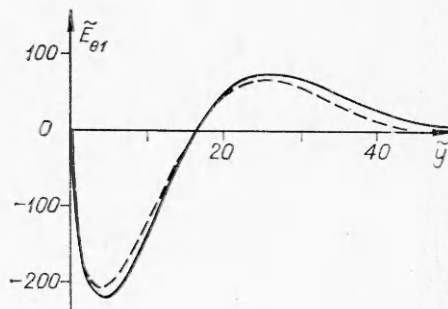
$$(4.5) \quad f(y) = \frac{1}{B} \frac{y \exp(\Lambda y)}{A + y \exp[(\Lambda + \lambda)y]}$$

где  $B = \int_0^{\infty} \frac{dy y \exp(\Lambda y)}{A + y \exp[(\Lambda + \lambda)y]}$ ;  $A = 3,75 \cdot 10^{16}$ ;  $\Lambda = 250$ ,  $\lambda = 0,07$ .





Ф и г. 5



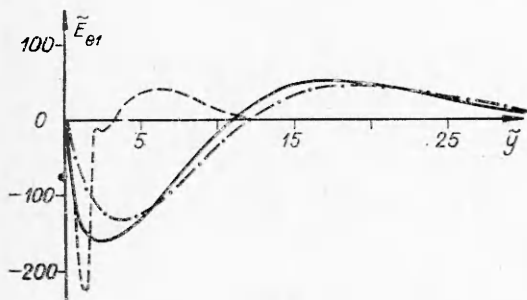
Ф и г. 6

Формула (4.5) построена с учетом того обстоятельства, что нейтроны образуются не мгновенно, а за конечный промежуток времени [7] и что спад гамма-излучения со временем описывается выражением (2.2).

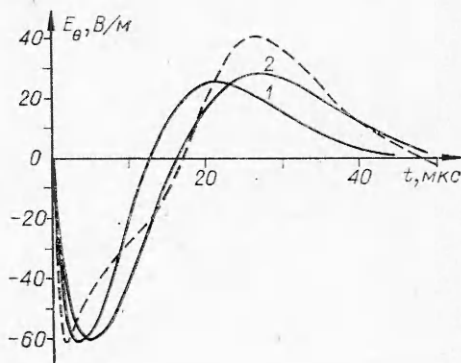
На фиг. 5 представлены кривые, характеризующие изменения со временем вертикальной составляющей электрического поля  $\tilde{E}_{\theta 1}$  в волновой зоне (при  $x = 140$ ), полученные в результате численного решения уравнений (4.2), (4.4) при  $N = N_1 = 2 \cdot 10^{23}$ ;  $2 \cdot 10^{24}$  и  $2 \cdot 10^{25}$  (кривые 1—3 соответственно). Из этих результатов вытекает, что с увеличением полного выхода мгновенных гамма-квантов и нейтронов на два порядка длительность сигнала и его амплитуда возрастают примерно вдвое.

На фиг. 6. представлена зависимость от времени величины  $\tilde{E}_{\theta 1}$  при  $x = 60$ , полученная при решении уравнений (4.2), (4.4) с учетом расплывания облака нейтронов, т. е. при использовании выражений (3.2) (сплошная кривая) и в предположении, что источник гамма-квантов, инициируемых нейтронами, является точечным (штриховая кривая,  $N = N_1 = 2 \cdot 10^{23}$ ). Эти результаты показывают, что характер пространственного распределения источников вторичного гамма-излучения слабо влияет на амплитуду и форму сигнала в волновой зоне, о чем упоминалось выше.

На фиг. 7 представлена зависимость от времени величины  $\tilde{E}_{\theta 1}$  при  $x = 60$ , полученная при решении уравнений (4.2), (4.4) с учетом как мгновенного гамма-излучения, так и гамма-излучения, инициируемого нейтронами (сплошная кривая), с учетом только мгновенного гамма-излучения (штриховая кривая) и с учетом только гамма-излучения, инициированного нейтронами (штрихпунктирная кривая). Источник гамма-излучения, ини-



Ф и г. 7



Ф и г. 8

цируемого нейтронами, принимался точечным. Из фиг. 5—7 следует, что учет гамма-излучения от нейтронов приводит к значительному увеличению временных масштабов, характеризующих электромагнитный сигнал, и уменьшению различия между значениями амплитуд поля в различных полупериодах. В то же время эти результаты показывают, что электрическое поле, возбуждаемое мгновенным гамма-излучением и гамма-излучением от нейтронов, не равно сумме полей, возбуждаемых каждым из этих факторов в отдельности. Это объясняется зависимостью проводимости воздуха от обоих видов излучения. В начальные моменты времени (при  $\tilde{y} < 0,5$ ) абсолютное значение величины поля растет так же, как и при учете только мгновенного гамма-излучения. При  $\tilde{y} > 0,5$  изменение поля со временем отклоняется от этой зависимости в сторону меньших абсолютных значений, что объясняется дополнительным увеличением проводимости воздуха за счет гамма-излучения от нейтронов. В более поздние моменты времени, когда источник мгновенного гамма-излучения практически прекратил свое действие, изменение поля со временем происходит почти так же, как и при учете только гамма-излучения, инициируемого нейтронами. При этом следует отметить, что хорошее совпадение суммарного сигнала с сигналом, обусловленным нейтронами, начинает наблюдаться на временах, заметно превосходящих длительность сигнала, обусловленного только мгновенным гамма-излучением. Это обстоятельство указывает на то, что при выделении из общего сигнала, не связанного с мгновенным гамма-излучением, при помощи процедуры аналитического продолжения, предложенной в [6], исходную точку на зарегистрированном сигнале нужно выбирать на достаточно больших временах. Кроме этого, необходимо иметь в виду неаддитивность сигналов, обусловленных мгновенным гамма-излучением и нейтронами на малых временах.

На фиг. 8 представлено изменение со временем вертикальной составляющей электрического поля на расстоянии 44,6 км от источника, зарегистрированное в работе [5] (штриховая кривая), и вычисленные временные зависимости этой же величины, нормированные на амплитуду первой полуволны зарегистрированного импульса (кривая 1 —  $N = N_1 = 2 \cdot 10^{24}$ , 2 —  $N = N_1 = 2 \cdot 10^{25}$ ). Длительность теоретически рассчитанных сигналов примерно совпадает с длительностью зарегистрированного импульса. Такое же совпадение наблюдается и для отношения амплитудных значений поля в различных полупериодах. В целом результаты, представленные на фиг. 8, свидетельствуют о достаточно хорошем совпадении теоретических и экспериментальных данных по форме импульса. Следует отметить, что на экспериментально зарегистрированном сигнале при  $t = 3$  мкс наблюдается точка перегиба. Сам сигнал при  $t < 10$  мкс более узок, чем теоретически рассчитанный. Более детального совпадения формы сигналов можно добиться, смещая в допустимых пределах максимум выхода нейтронов на более поздние моменты времени и варьируя относительный выход нейтронов и гамма-квантов, что приведет к более отчетливому проявлению сигнала от мгновенного гамма-излучения.

По сравнению с экспериментом теория дает завышенное абсолютное значение амплитуды сигнала (примерно в 6 раз). Это расхождение может объясняться целым рядом причин, к которым прежде всего следует отнести неточность в используемых физических постоянных, отсутствие точной информации об энергетическом спектре нейтронов, испущенных источником, о его расположении относительно подстилающей поверхности и о ее проводящих свойствах, которые далеки от свойств идеального проводника, как это предполагалось выше.

Резюмируя сказанное выше, можно заключить, что учет гамма-излучения, образующегося в воздухе в результате взаимодействия нейтронов

с энергиями выше 3 МэВ с ядрами азота и кислорода, приводит к образованию радиоимпульса, по общей длительности и форме согласующегося с наблюдаемым. Для последующего уточнения полученных результатов необходимо учитывать влияние подстилающей поверхности на процесс замедления нейтронов, более корректно учитывать объемное распределение источников вторичного гамма-излучения, а также токи, возникающие в самой подстилающей поверхности. Кроме этого, на малых временах необходимо учитывать нелинейные по полю эффекты, которые могут иметь место в зоне токов (см., например, [17]), а на больших временах — проводимость воздуха, обусловленную ионами.

Поступила 3 VIII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. Радиоизлучение атомного взрыва. — ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 1538.
2. Gilinsky V. Companeeets model for radio emission from a nuclear explosion. — «Phys. Rev.», 1965, vol. 137A, p. 50.
3. Виленская Г. Г., Имшенник В. С., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Феоктистов Л. П. Электромагнитное поле, возбуждаемое в воздухе нестационарным источником гамма-излучения, находящимся на идеально проводящей плоскости. — ПМТФ, 1975, № 3.
4. Gilinsky V., Peebls G. The development of a radio signal from a nuclear explosion in the atmosphere. — «J. Geoph. Res.», 1968, vol. 73, p. 405.
5. Jöhler J. R., Morgenstern J. C. Propagation of the ground wave electromagnetic signal with particular reference to a pulse of nuclear explosion. — «Proc. IEEE», 1965, vol. 53, p. 2048.
6. Иванов В. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. К вопросу о природе сигнала, выделяемого из суммарного электромагнитного импульса. — ПМТФ, 1977, № 1.
7. Sandmeier H. A., Dupree S. A., Hansen G. E. Electromagnetic pulse and time-dependent escape of neutrons and gamma rays from a nuclear explosion. — «Nucl. Science and Eng.», 1972, vol. 48, p. 343.
8. Кувшинников В. М., Медведев Ю. А., Плетников Е. В., Степанов Б. М., Труханов Г. Я. Система констант в расчетах спектра источников вторичного гамма-излучения в воздухе под действием нейтронов. — В кн.: Вопросы метрологии ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1976.
9. Коваленко А. М., Степанов Б. М., Труханов Г. Я. Макроскопические сечения взаимодействия нейтронов с воздухом. — В кн.: Проблема переноса проникающих излучений в атмосфере Земли. М., «Наука», 1977.
10. Николаев М., Базазянц О. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
11. Бекурц К. Г., Виртиц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1969.
12. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
13. Жемерев А. В., Медведев Ю. А., Метелкин Е. В., Степанов Б. М. К методике расчета вторичных эффектов, вызываемых нейтронами в воздухе. — «Атомная энергия», 1975, т. 3, с. 174.
14. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., «Наука», 1976.
15. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
16. Кабанов Г. Л., Медведев Ю. А., Морозов Н. Н., Нешков Д. З., Степанов Б. М. Экспериментальное изучение коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода. — ЖТФ, 1973, т. 43, с. 6.
17. Медведев Ю. А., Метелкин Е. В. К оценке амплитуд полей, возбуждаемых нестационарным источником гамма-излучения. — ПМТФ, 1976, № 4.