

здесь  $y = \frac{2}{3} v \epsilon_0^{3/2}$ .

Наконец, учитывая, что в области больших  $v$  изменение частоты излучения почти непрерывно, проинтегрируем выражение (7) по гармоникам и получим значение для  $\sigma$  и  $\pi$ -компонентов полной интенсивности излучения:

$$W_{\sigma} = \frac{7}{8} W_0 \frac{1}{\epsilon_0} \left( 1 - \frac{8}{7} \epsilon_0 \right), \quad W_{\pi} = \frac{1}{8} W_0 \frac{1}{\epsilon_0}. \quad (8)$$

Сложив  $W_{\sigma}$  и  $W_{\pi}$ , получим полную интенсивность излучения

$$W = \frac{2}{3} \frac{e_0^4 H^2}{m_0^2 c^3} \frac{\beta^2 - \beta_3^2}{1 - \beta^2}. \quad (9)$$

Формулы (3), (4), (6)—(8) приближенны. Однако сумма  $W_{\sigma}$  и  $W_{\pi}$  компонентов дает точное выражение (9) для полной интенсивности.

Формулы (3)—(9) применимы также и для движения электрона по окружности с ультррелятивистской скоростью, если вместо  $\beta_0$  и  $\sin \theta'$  соответственно написать везде  $\beta$  и  $\sin \theta$ , причем множитель  $(1 + \beta_3 \cos \theta')$  в (5) и (6) отсутствует, а в (9)  $\beta_3 = 0$ .

В случае движения электрона по спирали требует особого рассмотрения вопрос об использовании асимптотики (3). Прежде всего необходимо, чтобы  $\beta_3 \ll \beta$ ; если же  $\beta_3$  близко к  $\beta$ , то будет излучаться основной тон и интегрирование формул (7) по квазинепрерывному спектру теряет смысл.

С другой стороны, асимптотику с поправкой для спирального движения можно использовать в том случае, если  $\beta_3 > \epsilon_0$ ; при  $\beta_3 < \epsilon_0$  члены в (6), пропорциональные  $\epsilon_0^2 \beta_3^2$ , будут меньше, чем отбрасываемые в том же асимптотическом выражении члены, пропорциональные  $\epsilon_0^4$ . При  $\beta_3 < \epsilon_0$  нужно ограничиться асимптотикой с поправкой для кругового движения.

Автор выражает благодарность проф. А. А. Соколову за постановку задачи и В. Ч. Жуковскому за обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов А. А., Тернов И. М., Багров В. Г., Гальцов Д. В., Жуковский В. Ч. «Изв. вузов», физика, № 5, 13, 1968.
2. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций, ч. 1. М., ИЛ, 1949, стр. 276.
3. Фок В. А. ДАН СССР, 1, 96, 1934.
4. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Классическая теория поля, 1951.
5. Сб. «Синхротронное излучение» под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., «Наука», 1966.

Поступила в редакцию  
7.10 1968 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 533.99:621.374.4

А. А. БРАНДТ, С. В. БОВИН, Ю. В. ТИХОМИРОВ

## РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ

В настоящей работе приведены результаты исследования распределенного плазменного умножителя частоты, длина разрядной камеры которого сравнима с длиной волны подводимых колебаний. На рис. 1 показан разрез умножительного элемента, состоящего из стеклянной разрядной камеры, образованной двумя коаксиальными

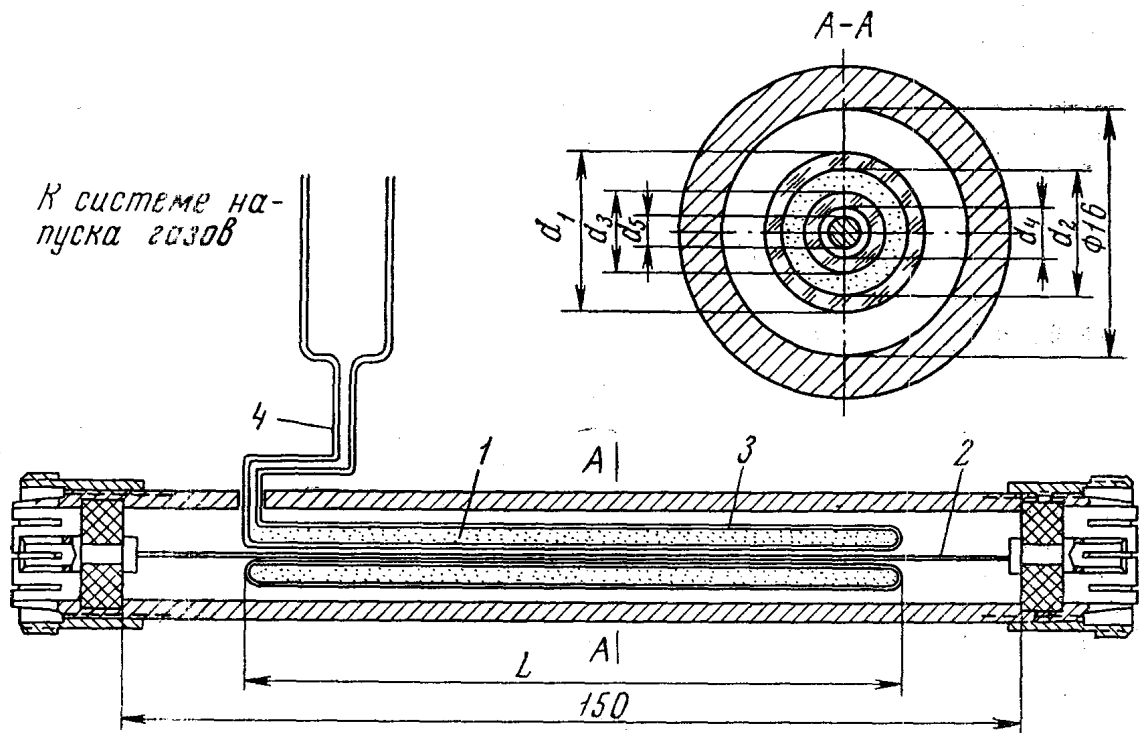


Рис. 1. Схема умножительного элемента: 1 — плазма в ч. разряда, 2 — центральный проводник коаксиала (посеребренный вольфрам), 3 — стенки разрядной камеры (молибденовое стекло), 4 — капилляр,  $d_1=10$ ,  $d_2=8$ ,  $d_3=2$ ,  $d_4=1,4$ ,  $d_5=1$  мм,  $L=78,98$  мм

трубками, помещенными в коаксиальный высокочастотный тракт. При подаче на умножительный элемент высокочастотной мощности происходит ионизация газа, заполняющего разрядную камеру, и возникает наведенный ток, богатый гармоническими составляющими за счет движения зарядов (электронов) в неоднородном электрическом поле коаксиала [1—5].

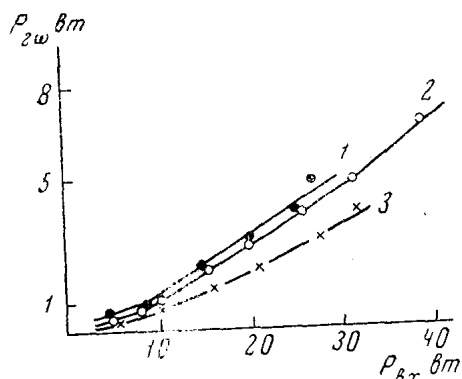
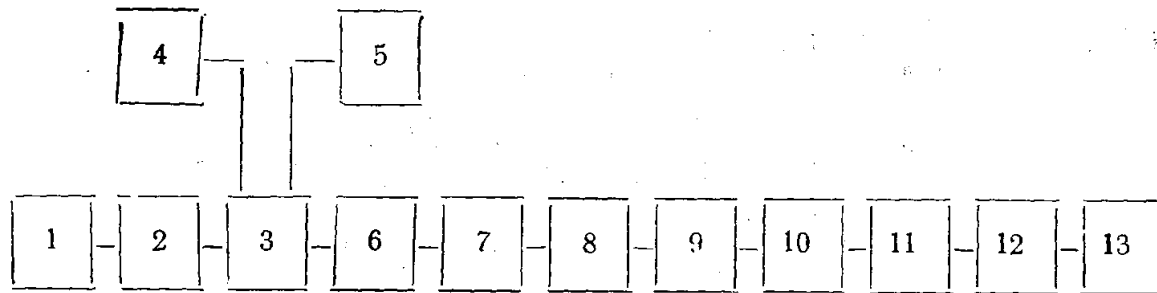


Рис. 2. Зависимость мощности гармоники от мощности, подводимой к умножителю. (Длина разрядной камеры — 98 мм). 1 — ксенон (Xe) при  $p=0,2$  мм рт. ст., 2 — криптон (Kr) при  $p=0,1$  мм рт. ст., 3 — аргон (Ar) при  $p=0,4$  мм рт. ст.

достигает значений 6,8 Вт для криптона, 5 Вт для ксенона и 4 Вт для аргона при давлении газов, лежащих в пределах от  $10^1$  до  $10^2$  мм рт. ст., обеспечивающих оптимальное значение эффективности умножения. Приведенные значения выходной мощности в несколько раз превышают выходную мощность умножителя, полученную в работе [6] при длине разрядной камеры 15 мм.

Порог насыщения умножителей распределенного типа лежит при значительно более высокой входной мощности по сравнению с порогом насыщения умножителей сосредоточенного типа [1—5]. В данной работе насыщение мощности второй гармоники еще не наблюдалось при  $P_{вх}=50$  Вт; при дальнейшем же увеличении  $P_{вх}$  происходил интенсивный разогрев разрядной камеры.



Блок-схема умножителя

1 — генератор, 2 — измерительная линия, 3 — направленный ответвитель, 4 — измеритель отраженной мощности, 5 — измеритель падающей мощности, 6 и 12 — трансформаторы импедансов, 7 — режекторный фильтр на вторую гармонику, 8 и 10 — телескопические соединители, 9 — умножительный элемент, 11 — режекторный фильтр на первую гармонику, 13 — измеритель мощности второй гармоники.

Как показали эксперименты, выходная мощность второй гармоники и эффективность умножения частоты растут с увеличением длины разрядной камеры. Так, при увеличении длины  $L$  разрядной камеры с 78 до 98 мм выходная мощность  $P_{2\omega}$  второй гармоники возрастала с 1,1 до 2,8 вт, а эффективность умножения с  $\eta = -12,6$  до  $\eta = -8,5$  дб при работе с криптоном при давлении 0,1 мм рт. ст.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт А. А., Тягунов А. В. «Радиотехника и электроника», 11, № 1, 1966.
2. Krenz J. H., Kino G. S. J. Appl. Phys., 36, No. 8, 1965.
3. Swan C. V. PIRE, 49, No. 12, 1961.
4. Benson F. A., Cooke R. A., Holmes R. Electr. Letters, 1, No. 6, 1965.
5. Jen J. L., Lauks V. Electr. Letters, 2, No. 1, 1966.
6. Александров Б. А., Брандт А. А., Тягунов А. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 1965.

Поступила в редакцию  
22.11 1968 г.

Кафедра  
физики колебаний

УДК 539.12.01

А. БАСЬЮНИ, Д. КУРДГЕЛАИДЗЕ

### МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КВАРКОВ И ИХ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ С МЕЗОНАМИ ( $s=0^-$ ) и ( $s=1^-$ )

В наших работах определяются константы сильной связи и магнитные моменты барионов и кварков. В [1] нами были получены выражения для магнитных моментов барионов и их резанонов. Данная статья является продолжением [1]; нумерация формул в [1] и в этой работе единая.

В уравнении (1) нелинейный член  $l^2 \bar{\psi}^D \psi_D \psi_A$  заменим на  $\frac{1}{6} l^2 T \bar{\psi}^D \psi_D \psi_A$ . Такая замена дает поправку только на массу покоя кварка. Последний в данном случае берется как произвольный параметр. Тогда, учитывая (2), уравнение (1) можно записать в виде

$$(\gamma p - l \lambda_0)_{AA'} \psi_{A'} = \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \frac{1}{3} (\Phi_A^D \psi_D - \Phi_D^A \psi_A). \quad (11)$$

После учета соотношений (4) — (7) и известного сопоставления компонентов  $\Phi_{5,l}^m$  и  $\Phi_{\mu,l}^m$  с реальными мезонами из (11) получаем:

$$(\gamma p - \lambda_0 l)_{\alpha\alpha'} \psi_{\alpha'} = \frac{1}{12} \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \left\{ \gamma_5 \left(1 + i \frac{\gamma p}{m_s}\right) \left[ \left(\frac{\pi_0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}}\right) \psi_{\alpha,1} + \pi_0 \psi_{\alpha,2} + \dots \right] \right\}$$